

Handwritten: 1896. November 12.

erschienen am 12. November 1896.

1896.

N: 12.

ANNALEN
DER
PHYSIK UND CHEMIE.

HERAUSGEGEBEN VON F. A. G. SERE, L. W. GILBERT, J. C. FÖRSTER.

F. A. G. SERE, L. W. GILBERT, J. C. FÖRSTER.

NEUE FOLGE

BAND 59. HEFT 4

DER GANZEN FOLGE 231. BANDES 4. HEFT

UNTER MITWIRKUNG

DER PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT ZU BERLIN

UND HERAUSGEGEBEN VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

G. UND E. WIEDEMANN.

MIT EINER TAFEL.



LEIPZIG, 1896.

JOHANNESBACH S.

VERLAG VON JOHANN AMBROGIUS BARTH.
(ARTHUR MEINER.)

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den
Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für das in
12 Heften (= 3 Bänden) ausgegebene Jahrgang 36 M.*

Inhalt.

	Seite
1. F. Braun. Versuche zum Nachweis einer orientirten electrischen Oberfläcchenleitung	678
2. F. Braun. Ueber den continuirlichen Uebergang einer electrischen Eigenschaft in der Grenzschicht von festen und flüssigen Körpern	688
3. F. Braun. Ueber die Leitung electrischer Luft	686
4. F. Braun. Ein Versuch über magnetischen Strom	698
5. O. A. Mebins. Ueber Polarisationserscheinungen in Vacuumröhren	695
6. G. Brion. Ueber den Uebergang der Kohle aus dem nichtleitenden in den leitenden Zustand	715
7. A. H. Bucherer. Nachtrag zu: Die Wirkung des Magnetismus auf die electromotorische Kraft	795
8. O. Wiedeburg. Ueber die Potentialdifferenzen zwischen Metallen und Electrolyten	742
9. W. Leick. Nachträgliche Bemerkungen zu meiner Arbeit: „Ueber das magnetische Verhalten galvanischer Niederschläge“	750
10. W. Wien. Ueber cyklonartige Bewegungsformen einer incompressibeln reibungslosen Flüssigkeit	753
11. M. Reinganum. Ueber durch isotherme Destillation zu erzeugende Druckdifferenzen	764
12. O. Schott. Ueber electrisches Capillarlicht	768
13. H. Muraoka. Das Johanniskäferlicht	775
14. J. Wilsing und J. Scheiner. Ueber einen Versuch, eine electrodynamische Sonnenstrahlung nachzuweisen, und über die Aenderung des Uebergangswiderstandes bei Berührung zweier Leiter durch electrische Bestrahlung	782
15. E. Zermelo. Ueber mechanische Erklärungen irreversibler Vorgänge. Eine Antwort auf Hrn. Boltzmann's „Entgegnung“	793
16. A. P. Sokolow. Berichtigung zu meiner Abhandlung: „Experimentelle Untersuchungen über die Electrolyse des Wassers“	802

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Uebersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaction und Verlagsbechhandlung gestattet.

PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE. BAND 59.

**1. Versuche zum Nachweis
einer orientirten electrischen Oberflächenleitung;
von Ferdinand Braun.**

(Aus den Nachrichten der K. Gesellsch. der Wissensch. zu Göttingen.
Mathematisch-physikalische Klasse. 1896. Heft 2.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 20. Juni 1896 von Eduard Riecke.)

Beim Wachsen eines Krystalles lagern sich die neuen Theilchen orientirt an die starren Theile an. Es ist möglich, dass die Orientirung erst im Moment des Ausscheidens entsteht, es ist aber auch denkbar, dass sie schon in der Flüssigkeit vorhanden ist. Ich habe die Frage wiederholt experimentell in Angriff genommen, ohne dass es mir gelungen wäre, eine mechanische Kraft nachzuweisen, welche etwa ein Krystall auf einen gleichen, der sich nahe dem ersten in einer gesättigten Lösung des betreffenden Stoffes befand, ausübte. Ebenso ist es mir nicht möglich gewesen, in einem engen Raume gesättigter Lösung, welche sich zwischen den grossen ebenen Flächen zweier gleich orientirten Krystalle befand, auf optischem Wege eine Anisotropie der Lösung (Doppelbrechung) aufzufinden.

Dagegen schien man durch die folgende Erwägung zu einer Thatsache zu kommen, welche in dieser Frage weiter führen könnte. Von G. Wiedemann rührt der folgende Versuch: Bestäubt man die Spaltfläche eines Gypskrystalles mit Lycopodium und lässt von einer darauf gesetzten Metallspitze einen electrischen Funken überschlagen, so wird das leichte Pulver in der Weise weggeblasen, dass eine von Strahlen durchzogene Ellipse frei wird. Die Axen dieser Ellipse fand G. Wiedemann ungefähr im Verhältniss 1:2 bis 1:3 stehend. Aehnliche Erscheinungen beobachtete er, theilweise weniger gut ausgeprägt, auf den Flächen anderer nicht regulärer Krystalle. G. Wiedemann deutet diesen Versuch als einen Beweis für die Verschiedenheit der electrischen Leitfähigkeit

im Krystalle nach den verschiedenen Richtungen. Gibt man diese Auffassung zu, so führt sie aber noch weiter. Prüft man nämlich die Leitfähigkeit eines Gypsplättchens mit gut definirten Methoden, so überzeugt man sich bald, dass ein selbst in recht trockener Zimmerluft befindliches noch viel besser leitet, als wenn die Luft künstlich getrocknet wird. Daraus wäre zu schliessen, dass jedenfalls die gesammte Leitung von Krystall plus Oberflächenschicht eine orientirte ist. Könnte man die Leitung des Krystalles selber vollständig vernachlässigen, so wäre damit ein electrisches Verhalten der Oberflächenschicht nachgewiesen, wie wir es sonst nur in den Krystallen kennen.

Am einfachsten würden natürlich Modificationen des Wiedemann'schen Versuches die Frage entscheiden lassen. Es zeigte sich aber bei denselben, dass die von vornherein be-standbare Auslegung (Wiedemann selbst betont, dass die Figuren nur mit positiver Electricität gut werden) des Versuches in Wirklichkeit nicht gestattet ist. Doch konnte ich nach anderen Versuchen nicht bezweifeln, dass die Wiedemann'sche Ellipse auf irgend einer *electrischen* Anisotropie beruhe, und dies veranlasste mich die Ausgangsvorstellung weiter zu verfolgen.

Meine Beobachtungen machen mir im hohen Maasse wahrscheinlich, dass in der That die dünne wässrige Oberflächenschicht, welche sich aus feuchter Luft auf Gypskrystallen niederschlägt, orientirte electrische Leitung zeigt. Bei den grossen Schwierigkeiten, auf welche man stösst, ist mir freilich eine so sichere Entscheidung, wie ich gewünscht hätte, nicht möglich gewesen. Nachdem mich aber die zeitraubenden Versuche während zweier Winter beschäftigt haben und ich nicht weiss, ob ich auf dieselben zurückkommen werde, möchte ich doch einiges aus denselben mittheilen.

Die Beobachtungsmethode war die schon früher¹⁾ von mir benutzte. Eine gut isolirende Leydener-Batterie, geladen zwischen 500 und 2200 Volt, dient als Electricitätsquelle. Das Potential derselben wird direct abgelesen. Die Stärke des Stromes wird durch die Geschwindigkeit gemessen, mit welcher er ein Quadrant-electrometer bekannter Capacität (rund 40 cm) auf ein gewisses aber kleines Potential ladet (1 Volt gab ca. 50 Scalentheile).

1) F. Braun, Wied. Ann. 31. p. 855. 1887.

Die Krystallplatte lag auf Paraffin in einem inwendig mit Metall bekleideten Glascylinder. Den ziemlich dicht schliessenden Metalldeckel durchsetzte ausser den nöthigen Zuleitungen ein Glasrohr, durch welches ein Luftstrom, der durch Watte filtrirt war, eingeleitet wurde. Die Luft ging vorher durch zwei Waschflaschen, welche Mischungen von Wasser und Schwefelsäure enthielten. Je nach der Concentration der Schwefelsäure bekam die Luft verschiedenen Feuchtigkeitsgehalt.

Die nöthigen Vorsichtsmaassregeln (Schutz vor electrostatischen Störungen, gute Isolation etc.) waren getroffen.

Als Electroden dienten in einer Reihe von Beobachtungen Stanniolkreise von 8 mm Durchmesser, welche mit etwas Klebstoff auf der Gypsplatte so befestigt waren, dass sie derselben ganz vollkommen anlagen, dass aber doch keine Verunreinigung und keine mechanische Verletzung der frei gebliebenen Gypsfläche dabei entstand (feuchte zarte Baumwolle zerkratzt den Krystall nicht). Gewöhnlich wurden drei Electroden *A*, *B*, *C* aufgesetzt, welche meist bei *A* einen rechten Winkel einschlossen. Ihre kürzeste Entfernung war beispielsweise 20 mm.

Der Strom floss während der ganzen Beobachtungsreihe gleichzeitig von *A* nach *B* und *C*; gemessen wurde abwechselnd die Stromstärke in der Richtung *AB* und *AC*.

Dass man dabei nicht ganz rein das Gewünschte beobachtet, ist klar, doch liegen darin nicht die Schwierigkeiten. —

Vergleichbare Zahlen bekommt man, wie ich gleich hier erwähnen will, nur, wenn man den Feuchtigkeitsgehalt und die electromotorische Kraft des Stromes sehr lange constant hält.

Die Beobachtungen der folgenden Tabelle erstrecken sich auf einen Zeitraum von vier Tagen, und während der ganzen Zeit war die Platte vom Strom durchflossen. Die Temperatur schwankte Tags und Nachts nur um einige Grade. Der Feuchtigkeitsgehalt ist nicht scharf in ihr defnirt; ein ungefähres Maass für die Dicke der Wasserhaut ergibt sich aus der Leitfähigkeit, doch wurde auf längeres Constanthalten der Feuchtigkeit damals vielleicht noch nicht genügend geachtet. Als Maass der Leitfähigkeit (λ) ist angegeben

$$\lambda = \frac{\text{Ablenkung des Electr. in Scalenthellen}}{\text{Zugehörige Zeit} \times \text{Potl. d. Batt.}} \cdot 10^6$$

43*

Nr.	Potential der Batterie	Richtung A C		Richtung A B	
		Electr. macht	λ_1	Electr. macht	λ_2
1	2300 Volt	30 Seth. in 58"	225	30 Seth. in 27,5"	474
2	2150 "	200 " 10	9300	200 " 7,4	12570
3	2220 "	200 " 17,1	5267	200 " 10,6	898
4	2250 "	200 " 19,9	4466	200 " 11,5	7729
5	2100 "	200 " 4,2	22680	200 " 4,4	21640
6	2250 "	200 " 64,3	1382	200 " 37,3	2383
7	2350 "	200 " 51	1668	200 " 35	2431
8	2220 "	50 " 45	500	50 " 25	901
9	2200 "	50 " 204	114	50 " 72	326
10	2240 "	50 " 80	279	50 " 41	544
11	2220 "	25 " 205	55	25 " 65	173
12	2280 "	50 " 100	219	50 " 42,5	516

Die Zahlen sind angeführt in der Reihenfolge, in welcher sie gewonnen werden. Die Beobachtungen Nr. 11 sind gemacht, nachdem die Platte fünf Stunden lang einem mit concentrirter Schwefelsäure getrockneten Luftstrom ausgesetzt war. Nimmt man sie als die wahren Leitfähigkeiten λ_1 und λ_2 des trockenen Krystalles, so ergibt sich für die Leitfähigkeit der Oberflächenschicht die folgende Tabelle

Nr.	$\lambda_1 - l_1$	$\lambda_2 - l_2$
1	170	300
2	9245	12400
3	5212	8325
4	4411	7556
5	22600	21470
6	1327	2210
7	1613	2258
8	445	728
9	59	153
10	224	371
12	164	343

Die Zahlen Nr. 5 sind, wie die directen Beobachtungsdaten zeigen, innerhalb der Messungsfehler als gleich zu betrachten. Die Batterie war negativ geladen. Später wurde stets positive Ladung benutzt; ich habe keinen Unterschied bemerkt.

Aehnliche Resultate wurden mit anderen Gypsplatten erhalten. Sie kommen qualitativ darin überein, dass die Oberflächenschicht in derjenigen Richtung besser leitet, in welcher auch die möglichst trockene Substanz bessere Leitung zeigt.

Bei einer Leitfähigkeit von 30 000 im obigen relativen Maasse hörte der Unterschied auf. Eine Schwierigkeit entsteht für die Versuche dadurch, dass eine Richtung zu existiren scheint, in welcher auch der trockene Krystall so gut leitet, dass man die Leitung der aufgelagerten Wasserhaut nicht mehr sicher von ihr trennen kann, wenigstens so lange dieselbe nicht eine beträchtliche und daher nicht mehr interessirende Dicke erreicht.

Eine vorzüglich isolirende (alte) Glasplatte, ebenso geprüft, zeigte keinen merklichen Unterschied nach zwei Richtungen. Aber auch auf Flächen von Quarz (parallel der Hauptaxe geschliffen), auf Kalkspath (natürliche polirte Fläche) und auf Spaltungsflächen von Glimmer, welche in derselben Weise hergerichtet wurden, waren die Unterschiede nicht so gross, dass ich wagen möchte, aus ihnen auf eine orientirte Leitung zu schliessen.

Zur Erklärung des verschiedenen Verhaltens von Gyps einerseits, der genannten Krystalle andererseits, scheinen mir drei Punkte zu beachten: 1. die Krystalle können quantitativ sich verschieden verhalten; Gyps ist auch für orientirte Wärmeleitung ein besonders günstiges Material; 2. Gyps, sowohl an frischen, als auch an alten Spaltungsflächen, wird von Wasser in ganz hervorragender Weise benetzt; 3. Gyps löst sich ziemlich beträchtlich in Wasser und man wird daher wohl eine mehr oder weniger gesättigte Lösung auf der Oberfläche sich zu denken haben. Eine Orientirung wird man vorzugsweise von den gelösten Theilchen erwarten dürfen. Andererseits leitet gesättigte Gypslösung bei 22° nach den Bestimmungen von Kohlrausch und Rose ca. 2000 mal besser als möglichst reines Wasser oder eine Lösung von Kieselsäure und von kohlensaurem Kalk.

Bei den angeführten Versuchen überstrich der Strom den Krystall nicht nur in verschiedenen Richtungen, sondern auch gleichzeitig an verschiedenen Stellen. Die daraus entstehende Unsicherheit ist sehr schwer zu eliminiren. Ich habe es in der folgenden Weise versucht. Eine besonders gut ebene dünne Gypsplatte von 0,25 mm wurde mit abhebbaren Electroden geprüft, die folgendermaassen hergerichtet waren. Ein 2,5 mm dicker, 22 mm breiter Gummistreifen wird der Quere

nach unter 45° gegen die Fläche scharf durchgeschnitten. Der Gummistreifen, namentlich die entstandene Schneide wird mit echtem Goldblatt zweifach beklebt und zur Herstellung einer Electrode wird ein ca. 12 mm langes Stück davon in ein federnd zusammengebogenes Messingblech eingeklemmt. Man drückt die ganze Schneide auf die Gypsplatte auf; damit sie sich dabei stets gut der Platte anfügt, wird sie nicht mittels eines starren Drahtes auf die Krystallfläche aufgepresst, sondern mittels einer Spiralfeder, welche an die Messingklemme angelöthet ist. Diese gibt gleichzeitig ausreichend gegen Biegung nach. Das Goldblatt wird, soweit es nicht leitende Oberfläche behalten muss, mit alkoholischer Schellacklösung lackirt; dadurch wird das Abblättern von Goldblatt bei dem unvermeidlichen Durchbiegen der Gummilamelle vermieden. Diese Contacte bewährten sich insoweit, dass innerhalb ziemlich weiter Grenzen die Stärke des Andrückens die beobachtete Leitfähigkeit nicht wesentlich änderte.

Zwei solcher Electroden waren im constanten Abstand von 18 mm und voneinander isolirt in einer Metallröhre angebracht. Diese selber konnte verschoben, gedreht und festgeklemmt werden in einem Metallrohr, das im Deckel des Glascylinders eingelöthet war. Auf der lange Zeit gut getrockneten Gypsplatte wurden zwei Richtungen aufgesucht, nach denen die Leitfähigkeiten etwa im Verhältniss 1 : 2 standen. In den gleichen Richtungen wurden die Leitfähigkeiten des in feuchter Luft befindlichen Gypses in abwechselnden Beobachtungen geprüft, auch die Stellen auf der Platte gewechselt. Die Anfangswerthe des Widerstandes sind nicht miteinander vergleichbar; die Endwerthe zeigten immer einen Unterschied, der für alle geprüften Plattenpartien und für verschiedene Stromdichten (Potentiale der Batterie zwischen 500 und 1100 Volt gelegen) qualitativ der gleiche war; z. B.

Richtung I		640 Volt	Richtung II	
gleich nach Schluss	100 Seth. = 5''		gleich nach Schluss	100 Seth. = 13''
18'	" "	= 6	9'	" "
				= 15,2
gleich nach Schluss	100 Seth. = 9,2			
9'	" "	= 9,4		
Getrocknet	100 Seth. = 260			

Dieselbe Platte wurde im letzten Winter, nachdem sie lange Zeit in einem Strome fließenden Wassers gewaschen und dann mit destillirtem Wasser wiederholt abgespült war, nochmals in der gleichen Weise untersucht. Die Beobachtungsreihe erstreckte sich über einen Zeitraum von sechs Tagen; Potential und Feuchtigkeitsgehalt wurden immer Stunden lang constant erhalten; die angegebenen Zahlen sind die merklich constanten Endwerthe.

Luft geleitet durch Schwefelsäure von	Das Electrometer gibt 100 Scth. in der Zeit		Verhältniss der Leit- fähigkeiten
	Strom in Richtung <i>a</i>	Strom in Richtung <i>b</i>	
1,6 spec. Gewicht	120"	—	2,5
	—	360"	
	250	—	
1,5 " "	—	500	3,2
	80	290	
	—	270	
1,4 " "	54	—	1,8
	—	88	
	44	—	
1,3 " "	11	10,7	1,0
1,84 und P_2O_5	130	560" nach 3 Stunden	
		360 " 15 "	
		ca. 1300 " 20 "	
	400	1000 " 27 "	

Die Richtungen *a* und *b* schlossen einen Winkel von etwa 70° miteinander ein. Auch gegen diese Versuche wird man einwenden können, dass eine Controlle für das stets gleichmässig gute Anliegen der Contacte fehlt. Hält man aber doch nach dem ganzen Verlauf der Erscheinungen sich für berechtigt, auf eine orientirte Oberflächenleitung zu schliessen, so fragt es sich, wie man dieselbe zu deuten hat. Die Schwierigkeiten, welche ich anfänglich in dieser Hinsicht sah, verschwinden, wenn man sich an Folgendes erinnert: 1. zeigt sich die innere Leitung von Stoffen, wie Gyps, die wohl unzweifelhaft electrolytisch leiten, gleichfalls orientirt. Man muss also auch da den Ionen eine je nach der Richtung im Krystall verschiedene Beweglichkeit beilegen; 2. hat Leh-

mann gezeigt, dass auch flüssige Körper sich optisch wie Krystalle verhalten können; 3. fragt man endlich nach der Dicke der leitenden Oberflächenschicht, so ergibt sich, dass eine auf Gyps niedergeschlagene, welche schon zu den bestleitenden von mir überhaupt geprüften gehört (100 Sct. in 3" zurückgelegt; Potential 760 V.; Abstand der Schneiden 18 mm, Breite derselben = 22 mm) eine Dicke von $1,6 \cdot 10^{-10}$ mm hat. Dabei ist gleichmässige Dicke vorausgesetzt und angenommen, es habe sich eine Schicht gesättigter Gypslösung gebildet, der man nach den Kohlrausch-Rose'schen Zahlen eine Leitfähigkeit von 2000 ($Hg = 10^{10}$) beilegt. Setzt man eine Belegung mit Wasser von der Leitfähigkeit = 1 voraus, so würde die Schicht 2000 mal dicker, aber sie würde immer noch die enorm geringe Dicke von $3,2 \cdot 10^{-7}$ mm erhalten.

Da man mit Bestimmtheit noch Oberflächenschichten von 50 mal grösserem Widerstand nachweist, so ergeben sich damit Werthe von höchstens $6 \cdot 10^{-9}$ mm. Auf ähnliche Schichtdicken führen unter den gleichen Annahmen die Oberflächenleitungen anderer Krystalle. Einige Beispiele mögen es erläutern. Die Electroden waren aufgeklebte Stanniolkreise. Ich gebe direct die Beobachtungsdaten, weil sie zeigen, wie weit man in dem Nachweis noch dünnerer Schichten ohne Schwierigkeit gelangen kann.

	Kalkspath	Glimmer		Quarz
Potential der Flasche	2000 V.	2000 V.	2000 V.	2100 V.
Electr. macht 100 Sct. in	20"	4,5"	100"	120"
Dicke der Schicht	$0,56 \cdot 10^{-7}$ mm	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$0,11 \cdot 10^{-7}$	$0,09 \cdot 10^{-7}$

Die Leitfähigkeit der Flüssigkeitshaut ist dabei gleich 10^{-10} ($Hg = 1$) gesetzt (Kohlrausch¹⁾ gibt $0,6 \cdot 10^{-10}$ an als „das ungefähre Leitvermögen, welches in Berührung mit Luft das Wasser mindestens annimmt“. Da man noch continuirliche Leitungsabnahme bei Verkleinerung der Feuchtigkeit des umgebenden Raumes findet, so führen solche Zahlen zu der Frage, ob man die Molecüldurchmesser kleiner anzunehmen hat, als seither; oder ob man der Oberflächenhaut die speci-

1) Kohlrausch u. Heydweiller, Sitzungsber. d. Kgl. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, p. 298. 1894.

fische Leitfähigkeit einer Schicht von endlicher Dicke beilegen darf oder ob nicht die dünne Wasserhaut gewissermaassen schon zur Unterlage gehört.

Ob man überhaupt noch von einer Wasserhaut reden darf, könnte fraglich erscheinen gegenüber der Erwägung, dass diese höchstens sehr schwache Salzlösung im Dampfspannungsgleichgewicht mit relativ concentrirter Schwefelsäure steht. Doch ist dies in vollkommener Uebereinstimmung mit den von Cantor¹⁾ theoretisch abgeleiteten und experimentell bestätigten Schlüssen, dass Wasserdampf an Flächen, auf welchen sich flüssiges Wasser ausbreitet, eine Condensation erfahren muss schon in Räumen, die vom Sättigungspunkt noch entfernt sind. Dies gilt für Gyps — Umgekehrt beschlagen sich nach Cantor Flächen, auf welchen Wasser sich nicht ausbreitet, im gesättigten Dampf noch nicht. Daraus erklärt sich die, auch hier verwendete, werthvolle Eigenschaft des Paraffins noch in gesättigtem Wasserdampf ein guter Isolator zu bleiben.

Ich habe auch versucht an Metallschichten (Ag, Au und in AgJ verwandeltes Ag), die ich auf Krystallen sich chemisch niederschlagen liess, auf optischem Wege eine Anisotropie nachzuweisen. Dass diese Versuche zu keinem positiven Ergebniss führten, ist wenig verwunderlich schon in Anbetracht des Umstandes, dass die Grenze für eine orientirende Wirkung des Krystalles nach obigen Versuchen sich auf höchstens 4 bis $5 \cdot 10^{-7}$ mm erstreckt.

Da auch andere Methoden, um in übersichtlicherer und einwurfsfreier Weise die supponirte orientirte Oberflächenleitung nachzuweisen bei den Schwierigkeiten, welche der Gegenstand und das Material bieten, zu keinem befriedigenden Resultat geführt haben, so begnüge ich mich mit den mitgetheilten Thatsachen.

Strassburg i. E., Physik. Institut.

1) Cantor, Wied. Ann. 56. p. 492. 1895.

**2. Ueber den continuirlichen
Uebergang einer electrischen Eigenschaft in der
Grenzschicht von festen und flüssigen Körpern;
von Ferdinand Braun.**

(Aus den Nachrichten der K. Gesellsch. der Wissensch. zu Göttingen.
Mathematisch-physikalische Klasse. 1896. Heft 2.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 20. Juni 1896 von Eduard Riecke.)

Die Versuche, über welche ich oben berichtete, deuteten auf eine Erscheinung hin, welche gewissermaassen einen continuirlichen Uebergang im electrischen Verhalten zwischen den dünnen, einem festen Körper aufgelagerten Flüssigkeitsschichten und der festen Unterlage selbst dargestellt. Sie war für mich von besonderem Interesse, weil sie mir eine willkommene und schon längst gesuchte Bestätigung bot für Anschauungen, welche ich mir über die Natur des Flüssigkeitszustandes gebildet hatte und auf welche ich demnächst zurückzukommen gedenke.

Stets beobachtete man, dass die Leitfähigkeit mit der Zeit des Stromdurchganges abnahm und erst allmählich einen constanten Grenzwert erreicht. Diese Zeit dauerte um so länger, je geringer die Leitfähigkeit überhaupt war und wechselte nach Maassgabe dieser Grösse zwischen vielen Stunden bis herab zu Minuten und Secunden.

Als ich gelegentlich einer früheren Untersuchung über die Leitfähigkeit von Steinsalz auf diese schon lange beobachtete Erscheinung stiess, fasste ich sie, weil mir dies am natürlichsten erschien, als Folge einer Rückstandsbildung auf. Mag diese Anschauung richtig sein oder nicht (andere Beobachter deuten sie anders¹⁾), jedenfalls veranlasste sie mich zu prüfen, ob sich in der dünnen wässerigen Oberflächenschicht Rückstand nachweisen lasse. Dieser Nachweis ist mir, wie ich glaube, vollständig gelungen.

Die Flüssigkeitshaut zeigt, um das Resultat vorauszunehmen, einen Rückstand, der an Grösse mit zunehmender

¹⁾ Vgl. Winkelmann, Handbuch 3. 1. p. 322.

Dicke der Haut abnimmt und dem Werthe, wie er durch gewöhnliche electrolytische Polarisirung entstehen kann, zustrebt.

Ich betrachte diese Rückstandsbildung für bewiesen, wenn man Folgendes zeigen kann: 1. es findet sich an den Electroden eine Potentialdifferenz, welche nach Unterbrechung des polarisirenden Stromes mit der Zeit zunimmt; 2. ihre Grösse liegt wesentlich über dem Maximum galvanischer Polarisirung, stimmt dem Sinne nach mit ihr überein und wächst mit zunehmender electromotorischer Kraft des polarisirenden Stromes; 3. der Rückstand, wie er der festen Unterlage zukommt, kann den beobachteten Rückstand nicht erklären.

Die innere Belegung einer geladenen Leydener Batterie führte zu einer der dünnen Krystallfläche aufgesetzten Electrode. Die zweite Electrode war mit der abgeleiteten äusseren Belegung verbunden. Diese Leitung konnte unterbrochen und statt ihrer die Verbindung mit dem einen Quadrantenpaar eines Electrometers hergestellt werden, dessen anderes Quadrantenpaar stets mit Gehäuse, äusserer Belegung der Batterie und Erde verbunden blieb. Während der polarisirende Strom floss, war das Electrometer nicht eingeschaltet. Zur Beobachtung des Rückstandes wurde der Regel nach die innere Belegung der Batterie dauernd zur Erde geleitet, kurz darauf die Erdleitung der zweiten Electrode unterbrochen und die Electrode an das Electrometer angelegt. Von diesem Momente ab wurden Zeiten gezählt und der Gang des Electrometers beobachtet. Die Ausschläge des Instrumentes sind in Volt umgerechnet, was natürlich, da es nicht ganz aperiodisch schwang, für die ersten Beobachtungen einer Reihe etwas Willkür einschliesst.

Gypsplatte I (0,25 mm dick). Electroden vergoldete Gummischneiden.

1. Eine halbe Stunde lang mit trockenem Luftstrom (SH_2O_4 und P_2O_5) behandelt. Acht Minuten lang Strom von 550 V. hindurch. Die Leitfähigkeit ist gefallen während dieses Stromdurchganges von 100 Scalenth. in 20" auf 100 Scalenth. in 110" ¹⁾.

1) Wegen dieses Maasses der Leitfähigkeit vgl. den vorstehenden Aufsatz.

15"	nach Unterbrechung des Stromes zeigt Electr.	250 Seth.	=	5,5 Volt
30	"	"	"	330 = 7,3 "
45	"	"	"	375 = 8,2 "
1' —	"	"	"	405 = 8,9 "
15	"	"	"	430 = 9,4 "
30	"	"	"	445 = 9,8 "
45	"	"	"	457 = 10,0 "
2 —	"	"	"	469 = 10,3 "
15	"	"	"	480 = 10,6 "
30	"	"	"	493 = 10,8 "
Beobachtung abgebrochen.				

2. 6' lang Luft, die durch Schwefelsäure von 1,4 specifischem Gewicht hindurch gegangen war, über die Platte geleitet. Strom von 550 Volt 2' lang. Leitfähigkeit 100 Scalenth. = 42".

Rückstand nach

15"	280 Seth.	=	6,2 Volt
30	375	=	8,2 "
45	425	=	9,4 "
1' —	460	=	10,1 "
30	510	=	11,2 "
2	545	=	13 "

Der Vergleich der zwei Tabellen lehrt, dass der Rückstand, welcher zu einer gewissen Zeit zur Beobachtung kommt, höhere Werthe erreicht durch die aufgelagerte, übrigens nach ihrer Leitfähigkeit beurtheilt, noch sehr dünne Flüssigkeitshaut (obschon im letzten Fall die Zeit der Durchströmung kleiner gewählt war).

Je dicker die Haut wird, desto rascher tritt dies ein; z. B.

Luft 14' durch Schwefelsäure von 1,3. Leitf. 10 Seth. = 8".	Luft 23' durch Schwefelsäure von 1,3. Leitf. 100 Seth. = 5".	Luft 5' durch Schwefelsäure von 1,1. Leitf. 100 Seth. = 1'
Rückstand: nach 10" 510 = 10,2 V.	Rückstand: nach 7" über die Scala, d. h. > 13,6 V.	Rückstand: Spiegel sofort über die Scala.
" 15 über d. Scala.		

Die Versuche geben natürlich nur ein Maass für die untere Grenze des Rückstandpotentials; sie zeigen auch nicht etwa, dass dies in der Flüssigkeitshaut grösser wäre, als in der festen Unterlage; sie beweisen aber, dass die Rückstandsbildung, welche während der kurzen Beobachtungszeit in der Unterlage auftritt, die beobachteten Rückstände nicht erklären kann und somit letztere wesentlich der Flüssigkeitshaut zugeschrieben werden müssen.

Es sollte nun geprüft werden, ob die Rückstände mit wachsendem Potential des polarisirenden Stromes noch zu-

nahmen, und deshalb wurde zum Electrometer eine Leydener Flasche geschaltet, wodurch die Capacität, welche durch den Rückstand zu laden war, auf das 22 fache erhöht wurde.

Es ergab sich folgende Tabelle:

Luft 14' durch Schwefelsäure von 1,1.

Leitfähigkeit ¹⁾ 100 Seth. = 0,1''.

Ladung von Electrometer und Flasche durch den Rückstand.

	Polarisirt mit 550 V.	Polarisirt mit 1600 V.
nach 10''	70 Seth. = 1,54 V.	180 Seth. = 3,96 V.
„ 30	105 = 2,30	215 = 4,73
„ 45	130 = 2,86	225 = 4,95 (Max.)
„ 60	150 = 3,30	220 = 4,82
„ 90	190 = 4,18	206 = 4,53

Der Electrometeraus Schlag nimmt also auch mit wachsender electromotorischer Kraft des zersetzenden Stromes zu; es findet sich also auch in dieser Beziehung die Eigenschaft des Rückstandes gegenüber den Eigenschaften wie sie electrolytische Polarisation an zwei Electroden zeigen würde. In der zweiten Reihe erreicht die Rückstandsladung schon ihren Maximalwerth und fällt dann. Die Potentiale liegen jedenfalls noch recht hoch.

Dass sie mit zunehmender Dicke der Flüssigkeitsschicht wieder fallen und endlich in den Werth der electrolytischen Polarisation übergehen müssen, ist selbstverständlich. Fraglich kann nur sein, ob ein Belag, der noch nicht die Form einer tropfbaren Flüssigkeit besitzt, schon diesen Uebergang anzeigt.

In der That tritt dies ein, aber erst, wenn die Leitung so gut wird, dass die zur Stromerzeugung benutzte Leydener Batterie (9 Flaschen von insgesamt etwa 1200 cm Capacität) anfängt, ihre Ladung schon in sehr merklicher Weise zu verlieren. Man beurtheilt die Leitung am bequemsten nach diesem Abfall des Potentiales. Ich habe so beobachtet (die Luft wurde durch Schwefelsäure von 1,02 geleitet; Anfangsladung war 500 Volt).

¹⁾ Beobachtet, indem zum Electrometer gleichfalls eine Leydener Flasche geschaltet war und daraus umgerechnet in das frühere Maass.

Batterie verliert 50 V. in	Widerstand der Flüssigkeitshaut	Rückstand	
		Erster Ausschlag des Electrometers	etwa gleich
45"	$31,5 \cdot 10^{11} \Omega$	370	6,3 V.
16	$11,2 \cdot 10^{11} "$	240	4,1 "
12	$8,4 \cdot 10^{11} "$	140	2,4 "
11	$7,7 \cdot 10^{11} "$	90	1,5 "
10	$7,0 \cdot 10^{11} "$	90	1,5 "
9	$4,2 \cdot 10^{11} "$	90	1,5 "

Auch in der bestleitenden Schicht scheint noch etwas Rückstand enthalten zu sein, da nach Polarisirung mit 1000 V. der Electrometerausschlag auf 125 Scalenth. = 2,1 V. stieg. Jedenfalls ist man aber der Grenze, wo nur noch electrolytische Polarisation vorhanden ist, sehr nahe gerückt. Die Dicke der Flüssigkeitshaut wäre dabei rund $56 \cdot 10^{-10}$ mm, wenn man ihr die Leitfähigkeit einer gesättigten Gipslösung beilegt. Wollte man sie als reines Wasser betrachten (Ltf. 10^{-10}), so käme die 2000 mal grössere Dicke von $11,2 \cdot 10^{-6}$ mm heraus.

Auch die Wasserhaut, welche sich auf Glimmer niederschlägt, zeigt die gleichen Eigenschaften. Glimmer hat durch seine viel geringere Leitfähigkeit im trockenen Zustande und seine grössere Spaltbarkeit den Vortheil, dass man den störenden Einfluss der Unterlage noch weiter zurückdrängen kann. Doch scheint der Rückstand selber geringer zu sein im Zusammenhang voraussichtlich mit der geringeren Löslichkeit der Substanz.

Was die Deutung der Beobachtungen betrifft, so ist zweierlei zu beachten: 1. Electrometerausschläge, welche ich als Rückstand ausgelegt habe, können nicht von der Ladung der Kry stalloberfläche mit freier Electricität herrühren, welche nach Unterbrechung der Erdleitung dem Electrometer zufliesst — sonst müsste das Instrument bei positiv geladener Flasche auch positive Electricität angeben, während es negative zeigt. 2. Man kann auch nicht annehmen, dass man den Rückstand der Unterlage messe, nur dass diese bei feuchter Oberfläche dem Electrometer rascher zuflüsse. Denn auch hier müsste das Gegentheil vom Beobachteten eintreten, nämlich die Electrometerablenkungen müssten bei feuchter Oberfläche kleiner werden, weil die andere Electrode jetzt zur Erde geleitet ist.

In der That; liess man z. B. im trockenen Gyps sich Rückstand bilden, beobachtete dessen zeitliche Entwicklung am Instrument und liess nun, während der Spiegel langsam von der Ruhelage wegwanderte, plötzlich feuchte Luft über die Oberfläche strömen, so trat ein, was zu erwarten war: der Spiegel setzte anfangs seine Wanderung noch im Sinne frei werdenden Rückstandes weiter fort, kehrte aber, sobald die Feuchtigkeit anfang, sich niederzuschlagen, rasch zur Ruhelage zurück. War dabei die andere Electrode nicht zur Erde geleitet, sondern nur von der Batterie getrennt, aber isolirt, so ging der Spiegel über die Nullstellung des Instrumentes hinaus, indem nun die freie Ladung der Oberfläche dem Electrometer zufluss und dasselbe Electricität vom Vorzeichen der Batterieladung angab.

Die Versuche sind daher wohl nicht anders zu deuten, als durch die Annahme, dass in dünnen, einem festen Körper aufgelagerten electrolytisch leitenden Flüssigkeitshäuten electrischer Rückstand entsteht, d. h. dass ihnen electricische Eigenschaften zukommen, welche wir sonst nur an festen Körpern kennen. Gegenüber den Eigenschaften geschichteter schlechter Leiter mag an Maxwell's eigene Worte erinnert werden: It by no means follows that every substance, which exhibits this phenomenon is so composed, for it may indicate a new kind of electric polarization of which a homogeneous substance may be capable, and this in some cases may perhaps resemble electrochemical polarization much more than dielectric polarization — womit thatsächlich die oben gefundene Continuität zwischen beiden Erscheinungen gut übereinstimmen würde.

Strassburg i. E.. Physik. Institut.

3. *Ueber die Leitung electricisirter Luft; von Ferdinand Braun.*

(Aus den Nachrichten der K. Gesellsch. der Wissensch. zu Göttingen.
Mathematisch-physikalische Klasse. 1896. Heft 2.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 20. Juni 1896 von Eduard Riecke.)

1. Die Frage, ob Gase electricirt werden können, ist, wenigstens von deutschen Forschern, meistens verneint worden. Alle Erscheinungen, welche dafür sprechen, wurden aus Staubeilchen erklärt, mögen sie von vornherein im Gase enthalten gewesen sein, oder erst durch den Act der Electricirung (Zerstäuben der Electrode) demselben zugeführt werden. Die Versuche von W. Thomson¹⁾, welche an die oft aufgeworfene Frage: was gibts mit der Electricität auf einem verdampfenden Wassertröpfchen? wieder anschliessen und welche die Möglichkeit einer electricischen Ladung von Gasen mindestens in hohem Maasse wahrscheinlich machen, veranlassten mich zu einigen Beobachtungen über die electricische Leitung von Luft. Ich stellte die Frage: ist „electricirte“ Luft, da sie doch schon einen Strom überträgt, ein Leiter für Electricität in dem Sinne etwa wie eine Lösung?

Die Luft wurde „electricirt“ durch continuirliche Büschel- oder Glimmentladung, die von einer mit dem einen Pol einer kräftigen Influenzmaschine verbundenen ein- oder mehrfachen Spitze ausging, während der andere Pol für gewöhnlich „abgeleitet“ war.

2. Man beobachtet dann z. B. Folgendes: Ein Goldblattelectroskop oder eins der von mir beschriebenen Electrometer werde positiv geladen, seine Kugel dann mit einer Kappe aus Metallgaze umgeben, die mit der äusseren Hülle des Electrometers verbunden ist, sodass das Instrument sich gegen äussere Influenz vollständig geschützt zeigt. Wird es, so vorbereitet, in negativ geladene Luft gebracht, so fällt der Aus-

1) Thomson, Proc. Roy. Soc. London 56. p. 84. 1894; 57. p. 335 und 436. 1895.

schlag rasch auf Null. Wird die Zimmerluft dagegen positiv electricirt, so ändert sich der Ausschlag auch in sehr langer Zeit nicht. Ebenso wenig zeigt das Instrument eine Ladung an, wenn es vorher unelectrisch war.

Das Gleiche tritt ein, wenn die Vorzeichen der Electrometer- und der Luftladung vertauscht werden.

Es erweckt demnach den Anschein, als ob negativ electricirte Luft positiv unipolar leitend sei und umgekehrt, während die geladenen Lufttheilchen nicht im Stande wären, einen unelectrischen Körper zu laden.

3. Es lassen sich aber alle Erscheinungen einfach so zusammenfassen: Die Luft im ganzen Zimmer wird durch die Spitzenentladung, wie es nicht anders sein kann, da ja der ganze Raum von einem Strom durchsetzt wird, leitend, aber auch gleichzeitig „electricirt“, d. h. es tritt in jedem Volumenelement freie Electricität auf vom Vorzeichen der auf der Spitze befindlichen. Was der Träger dieser Electricität ist, bleibt zunächst unentschieden. Die Luft behält ihre Electricität einige Zeit bei, auch wenn sie aus dem Felde, in welchem sie sich ursprünglich befand, entfernt wird. Sie geht daher, wenn sie durch mechanische Mittel bewegt wird, electricisch durch eine aus Metallgaze gebildete geschlossene leitende Oberfläche hindurch. Sie verhält sich im Uebrigen, als ob sie geladene Theilchen in nicht leitendem unelectrischem Gase mitführte, d. h. als ob man leitende electricirte materielle Punkte mit gegebenen Anfangsgeschwindigkeiten (die auch Null sein können) in ein electricisches Feld brächte. Aus Richtung des Feldes, Ladungsart der Theilchen, Geschwindigkeit und eventuell noch Reibung bestimmt sich die Bewegung der Theilchen und damit ihre Wirkung auf geladene und ungeladene Leiter.

4. Einige Versuche mögen das Gesagte erläutern: Die äussere Hülle des Electrometers wird isolirt aufgestellt; über die Kugel desselben kann eine mit dem Gehäuse leitend verbundene Kappe aus Metallgaze gestellt werden, an welcher ein isolirter Stiel befestigt ist.

a) Das Electrometer selber wird auf + 400 V. geladen; die Hülle, durch Verbindung mit dem einen Pol einer Kette, auf + 200 V. und nun das Ganze in einem negativ electricirten

Luft Raum gebracht. Der Ausschlag des Electrometers fällt rasch auf Null, d. h. es nimmt das Potential des Gehäuses an. Die Luft leitete solange ein Feld da war, welches die Bewegung der eindringenden Lufttheilchen begünstigte.

b) Wir laden aussen wieder constant auf $+200$, während das Innere und damit der Zeiger des Instrumentes auf dem Potential Null bleibt und bringen das Ganze wieder in die negativ geladene Luft. Der Ausschlag ändert sich nicht, weil das Feld innerhalb des Käfigs jetzt entgegengesetzten Sinn hat.

c) Wir wiederholen den letzten Versuch mit positiver Luftladung; der Ausschlag fällt jetzt auf Null, d. h. das Electrometer geht aufs Potential der Hülle, weil jetzt äusseres und inneres Feld wieder gleich gerichtet sind.

Alle diese Versuche gelingen immer in der gleichen Weise, wenn die Vorzeichen der Luft und Electrometerladung vertauscht werden. Ich habe wenigstens mit Sicherheit keinen „Artunterschied“ der Electricitäten dabei beobachten können.

5. Der electricische Strom, welchen die Luft überträgt, kann leicht so stark gemacht werden, dass er schon mit einem verhältnissmässig unempfindlichen Spiegelgalvanometer nachzuweisen ist, wenn man grössere Metallgazestücke als Electroden und eine auf etwa 3000 V. geladene Flasche als Stromquelle benutzt.

6. Die electricisirte Luft lässt sich, wie nach W. Thomson's Versuchen zu erwarten ist, durch Metallgaze und Metallröhren hindurchsaugen, ohne ihre Electricität vollständig zu verlieren. Aber freilich nimmt ihre entladende Wirkung dabei doch so stark ab, dass mir der Versuch erst nach mehrfachen Abänderungen gelang, am besten in der folgenden Weise. Ein Blechtrichter ist an ein 2,5 cm weites Messigrohr angelöthet. Die dem Trichter zugewendete Rohröffnung ist mit 4 Lagen angelötheter Drahtgaze bezogen. In das Metallrohr taucht, von ihm isolirt, eine Spitze, welche zu dem gut geschützten Electrometer führt. Im Hohlraum des Trichters steht ein Spitzenbüschel, welches die Luft electricisirt. Durch das Messigrohr wird die geladene Luft hindurchgesaugt. Es war eine deutliche entladende Wirkung beim Durchsaugen zu beobachten, aber freilich eine schwache Wirkung auch schon ohne dies da.

Saugt man die Verbrennungsgase einer Bunsenflamme ebenso durch, so entladen diese das positive oder negativ geladene Electrometer.

7. Alle diese Versuche würden sich durch die Annahme von Staubtheilchen erklären lassen. Und die folgende That- sache scheint diese Auffassung noch zu unterstützen. Lässt man die electrisirte Luft durch einen Wattebausch gehen, so hört jede mit den oben benutzten Mitteln wahrnehmbare Lei- tung derselben auf. Da aber russfreie Flammengase, in denen man nicht wohl Staubpartikelchen als die alleinigen leitenden Theilchen voraussetzen kann, sich ebenso verhalten, so liegt es näher zu denken, dass an den grossen Flächen und in den engen Räumen der Watte eine so innige Berührung mit der letzteren zu Stande kommt, dass die Electrisirung an die Watte abgegeben wird.

8. Mit den angeführten Instrumenten war nicht nachzu- weisen, dass ein mit Drahtgaze geschützter unelectrischer Körper, wenn man das Ganze in electrisirte Luft brachte, eine Ladung annahm. Benutzt man ein Quadrantelectrometer, so zeigt dasselbe aber eine Electrisirung von einigen Volt an.

Die Grösse der Ladung, welche man in einem gegebenen Falle und bei gleicher Ladung der Luft erhält, hängt offen- bar lediglich ab von der Geschwindigkeit, mit welcher die electrisirten Lufttheilchen die Hülle durchdringen und von der Stärke und Richtung des Feldes, in welches sie gelangen.

Es ergiebt sich so der naturgemässe Uebergang zu dem Verhalten, welches isolirte, aber nicht durch Metallnetze ge- schützte Leiter in der electrisirten Luft zeigen.

9. Bei den Entladungserscheinungen ist mir kein wesent- licher Unterschied aufgefallen zwischen dem Verhalten von mehr oder weniger stark gekrümmten Flächen. Damit aber eine Ladung der Luft zu *Stande* kommt, liegen die Verhält- nisse anders. Dazu gehören sehr starke Gefälle.

Luft verhält sich, als wenn sie aus Partikelchen be- stände, welche einer Ladung fähig sind und die sich in einem isolirenden Medium bewegen. Aber auch diese ladungsfähigen Theilchen nehmen Electricität erst an, wenn sie an Stellen von hoher electrischer Dichte gelangen. Dadurch unterscheiden sich die Gase von einem Mittel, welches man sich gebildet

denken könnte, etwa aus Metallkugeln, die in einem isolirenden Raume schweben und sich darin nach Art der Gas-molecüle bewegen.¹⁾

Die vorstehenden Versuche waren abgeschlossen Ende December. Als kurz darauf die Röntgen'sche Arbeit erschien, beobachtete ich auch die in der Zwischenzeit von vielen Autoren beschriebene entladende Wirkung der Röntgenstrahlen; ich fand sie unter meinen Versuchsbedingungen kleiner, aber der Grössenordnung nach gleich der von electricisirter Luft. Ich versuchte dann auch, ob Glimmentladung, welche über einem Fensterchen von Blattaluminium in gewöhnlicher Luft unterhalten wird, eine entladende Wirkung auf ein hinter dem Aluminiumfenster befindliches und sonst geschütztes Electrometer ausübe, fand aber keinen Einfluss, auch dann nicht, wenn ein sehr dichter Funkenstrom direct auf das Aluminiumfenster überging. Der Versuch zeigt u. a., dass Blattaluminium, obschon es feine Löcher hatte, der electricirten Luft keinen merklichen Durchtritt mehr gestattet.

Der Frage, ob die von einer glimmenden Spitze fortgeführte Electricität immer von festen Theilen getragen werden muss, wollte ich experimentell noch näher kommen. In der Zwischenzeit hat die Entscheidung insofern an Interesse verloren, als Röntgen durch einen einwandfreien Versuch gezeigt hat, dass jedenfalls staubfreie Luft durch Beleuchtung mit seinen Strahlen für beide Arten von Electricität leitend werden kann. Sie verliert aber diese Eigenschaft, ebenso wie die electricirte Luft, mit welcher ich arbeitete, beim Filtriren durch Watte.

1) Die in den Göttinger Nachrichten gegebene Fassung dieses Abschnittes ist geändert, da sie zu Missverständnissen Anlass geben konnte.

4. *Ein Versuch über magnetischen Strom; von Ferdinand Braun.*

(Aus den Nachrichten der K. Gesellsch. der Wissensch. zu Göttingen
Mathematisch-physikalische Klasse. 1896. Heft 2.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 20. Juni 1896 von Eduard Riecke.)

Ein electricischer Strom bewegt in einem magnetisirbaren Körper den Magnetismus; umgekehrt muss bewegter Magnetismus in einem Leiter electricischen Strom, im Dielectricum electricische Polarisation hervorbringen. Diese Folgerungen sind bereits mit theilweise sehr diffificilen Anordnungen geprüft worden. Ein einfacher Versuch, der die Analogie sehr deutlich heraustreten lässt, ohne natürlich zu einer Erklärung dieselbe nöthig zu haben, ist der folgende: Zwischen die möglichst weit auseinander gezogenen Pole eines Ruhmkorff'schen Electromagneten wird eine Spule von Eisendraht gelegt (19 Windungen 4 mm dicken Drahtes; äusserer Durchmesser der Windungen 4 cm, Länge der Spule 25 cm; die Enden sind so abgefeilt, dass der Draht sich gut an den Eisenkern des Magneten anlegt). Ein Kupferdraht ist durch die Bohrung der Kerne und die Axe der Eisenspule gerade ausgespannt, seine Enden führen zu einem Wiedemann'schen Spiegelgalvanometer mit wenig Windungen.

Erregt man den Magneten, so wird die Eisenspule von einem magnetischen Strom durchflossen; dieser erregt im axialen Leiter einen electricischen Strom. Der Sinn derselben ist festgesetzt durch die Ampère'sche Regel (Nordmagnetismus und positive Electricität sollen einander vertreten), wenn in ihr das Vorzeichen gewechselt wird.

Nach Entfernen der Eisenspule gibt Erregen oder Oeffnen des Magneten keinen Inductionsstrom im Draht. Ersetzt man die Eisenspule durch eine in anderem Sinn gewickelte, so kehrt der inducirte Strom sein Zeichen um.

Ummagnetisiren des Ruhmkorff wirkt natürlich wegen des remanenten Magnetismus besonders stark.

Beispiel:

Schliessen des Magneten gibt ein Feld, wie ein links gelegener Nordpol, rechts gelegener Südpol, d. h. magnetischen Strom durch die Eisenspule von links nach rechts.

Im Felde: Rechtsspule.

Schliessen des Magneten gibt im axialen Drahte Strom von rechts nach links.

Erregende Kette	Schliessen	Oeffnen	Ummagnet.
1 Accumulator	+ 7,5	- 7	55
2 "	+ 15	- 14	77
3 "	+ 20	- 19	85
5 "	+ 25,5	- 24	93
8 "	+ 31	- 27	96

Das fast aperiodische Galvanometer gab 60 Scalentheile ersten Ausschlag für 1 Milliampère.

Strassburg i. E., Physik. Institut.

5. Ueber *Polarisationserscheinungen in Vacuumröhren*; von *C. A. Mebius*.

(Der schwed. Akademie der Wissenschaften mitgetheilt den 10. Juni 1896.)

(Hierzu Taf. IX.)

1. Im Jahre 1879 zeigte Hittorf¹⁾, dass verdünnte Gase, welche von einem electrischen Strome durchlaufen sind, einen anderen, von einer kleinen electromotorischen Kraft erzeugten Strom fortleiten können. Diese Versuche sind von Hertz²⁾, Schuster³⁾, Arrhenius⁴⁾ sowie E. Wiedemann und Ebert⁵⁾ bestätigt und erweitert worden.

Im Sommer 1892 fing ich eine Untersuchung dieser s. g. Transversalströme an. Die Versuchsanordnung war dabei fast dieselbe wie die Hittorf'sche. Ein constanter Strom wurde also durch eine Röhre, die verdünnten Sauerstoff enthielt, geleitet; in einer gegen die Stromrichtung senkrechten Ebene befanden sich zwei Platindrähte (Sonden), welche als Electroden des Transversalstromes dienten. Nur war sowohl die eine Haupt-electrode wie die Sonden verschiebbar. Bleiben die Sonden an ihrem Platze, während man die bewegliche Kathode verschiebt, so folgt die ganze Lichterscheinung in dem verdünnten Gase der Kathode, und man kann also denjenigen Theil der Entladung, in dem man den Transversalstrom untersuchen will, in die Ebene durch die Sonden einstellen. Die Stärkē des Transversalstromes wird an einem in die Leitung, welche die Sonden verbindet, eingeschalteten Galvanometer abgelesen. Es zeigte sich, dass bei demselben Drucke des Gases diese Stromstärke je nach dem Orte der Sonden in der Entladung sehr verschieden ausfiel. Befanden sich die Sonden in der Nähe der Kathode in dem dunkeln Kathodenraume, war der Ausschlag sehr klein, nur einige Scalentheile. An der Grenze

1) Hittorf, Wied. Ann. **7**. p. 553 (614). 1879.

2) Hertz, Wied. Ann. **19**. p. 782 (813). 1883.

3) Schuster, Proc. of Roy. Soc. **42**. p. 371. 1887.

4) Arrhenius, Wied. Ann. **32**. p. 545. 1887.

5) E. Wiedemann und Ebert, Wied. Ann. **35**. p. 220. 1888.

der negativen Glimmlichtschicht nahm der Ausschlag bedeutend zu, und in dem Glimmlichte selbst betrug derselbe oft 500 Scalentheile oder mehr. In dem dunkeln Zwischenraume zwischen dem negativen und positiven Lichte war der Ausschlag etwas kleiner, aber jedenfalls ziemlich bedeutend, und im positiven Lichte bekam man einen beinahe konstanten Ausschlag von ungefähr 50 Scalentheilen. Der Ausschlag ist natürlich von der Anzahl der Elemente in der Bahn des Transversalstromes sowie auch von der Stärke des Hauptstromes abhängig. Die mitgetheilten Zahlen sind einer Beobachtungsreihe entnommen, in der die electromotorische Kraft des Transversalstromes 7,15 Volt (5 Clark'sche Elemente), die Stärke des Primärstromes $100 \cdot 10^{-6}$ Amp., der Druck des Sauerstoffes 0,36 mm, die Constante des Galvanometers 10^{-7} Amp. pro Scalentheil waren. Auch wenn kein Element in den Schliessungsbogen eingeschaltet ist, wird das Galvanometer abgelenkt, weil ein Zweig des Hauptstromes hindurchgeht. Dieser Ausschlag betrug 8 Proc. des Transversalstromes bei den grössten Stromstärken und bei den kleineren noch mehr.

Wenn man nun von dem Galvanometerausschlage auf ein Leitungsvermögen des Gases und auf ein grösseres oder kleineres Leitungsvermögen der verschiedenen Theile der Entladung schliessen wollte, würde man leicht bedeutende Irrthümer begehen.¹⁾ Wäre die electromotorische Kraft der Säule e Volt, der Widerstand der festen oder flüssigen Leiter in der Bahn des Transversalstromes m Ohm, die Stromstärke i Ampère und die Potentialdifferenz der Sonden p Volt, so hätte man

$$p = e - m i.$$

Sind nun e , m und i bekannt, so kann man allerdings p berechnen. Wie man aber die beobachtete Stärke des Transversalstromes wegen des denselben begleitenden Theiles des Hauptstromes corrigiren soll, und wie man weiter von der Potentialdifferenz auf den Zustand des Gases schliessen soll, muss dahingestellt bleiben. Es geht nämlich aus der nun folgenden Untersuchung hervor, dass bei den Sonden Potentialsprünge entstehen, welche bisweilen beträchtliche Werthe an-

1) G. Wiedemann, Electr. 4. p. 505. 1885.

nehmen. Die ganze Anordnung, welche zuerst von Hittorf und später in mehr oder weniger veränderter Form von den übrigen Forschern auf diesem Gebiete angewendet ist, liefert daher Resultate, welche von allzu vielen Umständen abhängen; sie sind darum auch sehr complicirt.

Obwohl die Sonden sich in derselben Ebene und sehr nahe aneinander befinden, kann man jedoch nicht einen Zweig des Primärstromes vermeiden, wenn die Sonden mit den beiden Polen der Säule verbunden werden; sie bekommen nämlich dann ungleiche Potentiale und deformiren daher die Aequipotentiale in der Röhre. Der Einfluss der kleinen Luftstrecke in der Ebene der Sonden ist ebenfalls nicht leicht zu bestimmen; ich habe es daher bei den folgenden, im Sommer 1895 angestellten Versuchen vorgezogen, die beiden Sonden in verschiedenen Querschnitten anzubringen. Freilich wird dadurch der Zweig des Hauptstromes beträchtlicher, man kann aber mit grösserer Genauigkeit das Potentialgefälle in der dazwischenliegenden Luftstrecke nach bekannten Methoden bestimmen. Die Anordnung ist auch dadurch unnötig complicirt, dass die beiden Verzweigungspunkte sich in dem Gase befinden. Weit einfachere Verhältnisse treten ein, wenn nur der eine Verzweigungspunkt sich in dem Gase befindet, während das andere Ende der Zweigleitung mit einem Punkte der Hauptleitung ausserhalb der Gasstrecke verbunden ist.

Die Apparate.

2. Von einer Batterie *C* (Fig. 1), welche im Ganzen 1000 Planté'sche Accumulatoren enthält, geht der Schliessungsbogen, die *Hauptleitung*, durch ein Galvanometer *G* (1 Scalentheil = $4,22 \cdot 10^{-6}$ Amp.), einen Stromunterbrecher *B*, zwei Rheostaten *R* von in Amylalkohol gelöstem Jodcadmium, die Vacuumröhre *L* und ein Telephon *T*. Die eine der beiden Sonden *S*₁, *S*₂ ist mit einem Punkte in unmittelbarer Nähe der Anode *A* des Vacuumrohres durch die *Nebenleitung* verbunden; in dieser sind ein Stromunterbrecher *B*₁, eine Batterie von Clark'schen Elementen *Cl*, ein Rheostat *m* derselben Art wie die vorigen und ein Wiedemann'sches Galvanometer *W* eingeschaltet (1 Scalentheil = $9,42 \cdot 10^{-8}$ Amp.).

Das Vacuumrohr hatte eine Länge von 41 cm und einen inneren Durchmesser von 2,5 cm. Von den Hauptelectroden A, K war die eine A , welche im allgemeinen als Anode diente, fest, die andere K beweglich. Diese war an einen verschiebbaren Glaskörper befestigt, in dem sich ein Hohlcyylinder aus Eisenblech befand. Wenn ein starker Hufeisenmagnet der äusseren Wand des Rohres genähert wurde, wurde der Cylinder angezogen und auf diese Weise konnte man die Electrode im Innern des horizontalen Rohres verschieben. Die Lage wurde auf einer unter dem Rohre liegenden, in Millimeter eingetheilten spiegelnden Glasscala abgelesen. Die Leitung nach aussen wurde durch einen blanken, spiralförmigen Kupferdraht, welcher

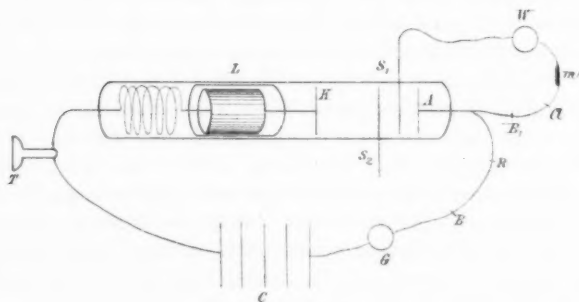


Fig. 1.

an einen in das Ende des Rohres eingeschmolzenen Platindraht gelöthet war, vermittelt. Die Electroden waren kreisförmige Platinscheiben, 2 cm im Durchmesser, an Platindrähten befestigt. Diese waren in enge Glasröhren eingeschmolzen, welche bis an die Scheiben reichten. Die feste Electrode A befand sich in einer Entfernung von 5 cm von dem Ende des Rohres.

Die Nebenelectroden oder die Sonden S_1, S_2 waren auf beiden Seiten des Rohres eingeschmolzen. Es waren Platindrähte. S_1 hatte einen Durchmesser von 0,83 mm, S_2 von 0,35 mm. Beide waren gegen die Axe des Rohres senkrecht, parallel und streckten sich beinahe bis an die gegenüberliegende Wand des Rohres. Die Entfernung von A nach S_1 war 10,7 mm, von A nach S_2 22,3 mm. Die Luftstrecke zwischen S_1 und S_2

war also 10,8 mm. Durch einen Commutator konnte man die Nebenleitung entweder mit S_1 oder S_2 verbinden oder auch die beiden Sonden miteinander, wobei die Verbindung bei A abgebrochen wurde.

Das Versuchsrohr war an eine Quecksilberluftpumpe von Sundell's¹⁾ Construction festgeschmolzen. Als Trockenmittel in der Pumpe wurde Phosphorsäureanhydrid benutzt. Der Quecksilberdampf wurde nach Cornu's²⁾ Methode ferngehalten; das Rohr enthielt *Luft*.

Die ganze Leitung war gut isolirt, entweder dadurch, dass sie in der Luft aufgehängt oder dass sie durch Lack oder Ebonit unterstützt war.

Die Clark'schen Elemente waren 100 an der Zahl und in vier Gestelle vertheilt. Bei den ersten Beobachtungsreihen (Tab. 1—5) wurde angenommen, dass alle gleich waren und zusammen eine electromotorische Kraft von 143 Volt bei 20° hatten; eine nähere Untersuchung und eine Vergleichung mit zwei neu verfertigten Normalen zeigte jedoch, dass ein kleiner Unterschied der verschiedenen Gestelle vorhanden war, und dass die electromotorische Kraft nur 141,5 Volt betrug. Der Widerstand der Elemente wurde durch Wechselströme und Telephon bestimmt.

Die Polarisation der Sonden.

3. In den folgenden Versuchen war die Anode A mit der Sonde S_1 verbunden. In die Nebenleitung war kein Element eingeschaltet, weshalb der Strom, welcher beobachtet wurde, nur ein Zweig des Hauptstromes war. Die Stromstärke wurde durch Vergrößerung des Flüssigkeitswiderstandes verändert.

Das Potentialgefälle P in der Nebenleitung ist, wenn der Widerstand m in Ohm und die Stromstärke i in Ampère ausgedrückt sind,

$$P = m i \text{ Volt.}$$

Die Beobachtungen wurden bei drei verschiedenen Stromstärken J des unverzweigten Stromes, welche in der Nähe von $250 \cdot 10^{-6}$, $500 \cdot 10^{-6}$ und $1000 \cdot 10^{-6}$ Amp. lagen, angestellt.

1) Sundell, Acta Soc. Sc. Fennicae. 15. 1885.

2) Cornu, Journ. de phys. (2) 5. p. 100. 1886.

Durch graphische Interpolation sind die in der Tab. 1 angegebenen Potentialgefälle auf diese Stromstärken reducirt worden.

Der Druck der Luft war 0,555 mm, der Abstand der Hauptelectroden 10 cm. In dem positiven Lichte zeigten sich fünf Schichten, von denen drei zwischen der Sonde S_2 und der Kathode K lagen.

Tabelle 1.

$m : 10^6$ Ohm	Potentialgefälle P Volt.			$f =$ Volt Scalenth.
	$J = 250 \cdot 10^{-6}$	$J = 500 \cdot 10^{-6}$	$J = 1000 \cdot 10^{-6}$	
1,141	35,85	37,47	39,02	0,106
2,050	39,43	40,60	40,88	0,191
3,221	42,38	42,58	42,18	0,301
4,317	44,71	43,84	43,54	0,403
9,323	48,35	47,08	46,25	0,870
19,21	53,28	50,55	50,55	1,79
∞	54,7	53,3	50,55	—

Die Potentialdifferenz zwischen der Anode A und der Sonde S_1 wurde nun dadurch bestimmt, dass in die Nebenleitung so viele Clark'sche Elemente, in entgegengesetzter Richtung wie der Strom wirkend, eingeführt wurden, dass die Stromstärke auf Null sank. Geschah dieses nicht für eine ganze Zahl Clark'scher Elemente, wurde so die Compensation in gewöhnlicher Weise durch Abzweigung von einem Element vollendet. Hierbei wurden metallische Widerstände von zusammen 120 000 Ohm benutzt. Die auf diese Weise bestimmte Potentialdifferenz ΔV zwischen A und S_1 war

$$\Delta V(A S_1) = 54,25 \text{ Volt, wenn } J = 0,000324 \text{ Amp.,}$$

$$\Delta V(A S_1) = 52,55 \text{ Volt, wenn } J = 0,000635 \text{ Amp.}$$

Nimmt man an, dass diese Potentialdifferenz sich linear mit J ändert, so bekommt man die Werthe, welche in Tab. 1 für $m = \infty$ angegeben sind.

Die Potentialdifferenz zwischen den Sonden wurde auf dieselbe Weise bestimmt. Man erhielt

$$\Delta V(S_1 S_2) = 31,46 \text{ Volt, wenn } J = 305 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.,}$$

$$\Delta V(S_1 S_2) = 29,32 \text{ Volt, wenn } J = 621 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.,}$$

und hieraus durch Interpolation für

$$J = 250 \cdot 10^{-6}, \quad 500 \cdot 10^{-6}, \quad 1000 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.},$$

$$\Delta V(S_1 S_2) = 31,8, \quad 30,2, \quad 26,8 \text{ Volt.}$$

Da die Gasstrecke zwischen der Anode A und der Sonde S_1 1 Proc. kürzer ist als zwischen den Sonden S_1 und S_2 , muss das Potentialgefälle in jener Luftstrecke 1 Proc. weniger betragen. Somit wird bei den drei Stromstärken

$$\Delta V(A, S_1 \text{ im Gase}) = 31,5, \quad 29,9, \quad 26,6 \text{ Volt.}$$

Dass die Potentialdifferenz abnimmt, wenn J wächst, ist in voller Uebereinstimmung mit der von mir in einer früheren Arbeit¹⁾ angeführten Thatsache, dass die Potentialdifferenz zweier Punkte im positiven Licht eine lineare Function der Stromstärke ist, nämlich $\Delta V = a^2 - b^2 J$, wo a und b Constanten sind. Zu demselben Resultate ist auch Hr. A. Hertz²⁾ gekommen.

Die Sonde und das Gas in ihrer Nähe müssen dasselbe Potential haben, wenn kein Strom von jener nach diesem, oder umgekehrt, geht. Dies ist eine nothwendige Folge davon, dass ein Transversalstrom von einer Sonde nach einer anderen durch eine Gasstrecke hinübergehen kann, wie gering auch die electromotorische Kraft im Schliessungsbogen sein mag.³⁾ Uebrigens wird dies im Folgenden bei den Platinsonden bekräftigt. Nennen wir also die Potentiale der Anode, der Sonde und des Gases in unmittelbarer Nähe der Sonde V_A , V_S und V_G , so war $V_S = V_G$, wenn der Strom in der Nebenleitung durch die Clark'schen Elemente auf Null compensirt wurde, und folglich bei den drei erwähnten Stromstärken J

$$V_A - V_G = 54,7, \quad 53,3 \quad \text{und} \quad 50,6 \text{ Volt.}$$

In dem Gase selbst waren aber die Potentialgefälle nur

$$31,5, \quad 29,9, \quad 26,6 \text{ Volt;}$$

$$\text{Differenz: } 23,2, \quad 23,4, \quad 24,0 \text{ Volt.}$$

In unmittelbarer Nähe der Anode ist also ein Potentialgefälle von im Mittel 23,5 Volt vorhanden.

1) Mebius, Bihang²till K. Sv. Vet.-Akad. Handl. 20. Afd. 1. Nr. 1. p. 35. 1894; Wied. Ann. 54. p. 520. 1895.

2) Hertz, Wied. Ann. 54. p. 244. 1895.

3) Schuster, l. c. p. 376.

Geht ein Strom von der Sonde nach dem Gase hindurch, fällt das Potentialniveau in der Nebenleitung mit den in Tab. 1 angegebenen Werthen. Also ist $V_A - V_S = P$, und so ist bei den drei Stromstärken

$$V_S - V_G = 54,7 - P, \quad 53,3 - P, \quad 50,6 - P.$$

Diese Potentialdifferenzen sind in Tab. 2 berechnet. Die Potentialdifferenz zwischen der Sonde und dem Gase bezeichne ich in diesem Falle mit A und nenne sie das *Anodengefälle*.

Nebst dem Widerstande m als Argument wird auch in die Tab. 2 die Stromstärke i Amp. in der Nebenleitung eingeführt. Dieselbe ist aus den in der Tab. 1 angegebenen Zahlen und der Gleichung $P = mi$ berechnet.

Tabelle 2.
Anodengefälle.

$m : 10^6$ Ohm	$J = 250 \cdot 10^{-6}$ Amp.		$J = 500 \cdot 10^{-6}$ Amp.		$J = 1000 \cdot 10^{-6}$ Amp.	
	$i \cdot 10^8$	A	$i \cdot 10^8$	A	$i \cdot 10^8$	A
	∞	23,2	∞	23,5	∞	24,0
1,141	3142	18,8	3284	15,8	3420	11,5
2,050	1923	15,2	1980	12,7	1994	9,7
3,221	1316	12,3	1322	10,7	1310	8,4
4,317	1036	10,0	1016	9,5	1009	7,0
9,328	520	6,3	505	6,2	496	4,3
19,21	277	1,4	263	2,8	263	(0)

Die unter $J = 500$ angegebenen Zahlen sind durch die Kurve 2, Fig. 2, graphisch dargestellt, wobei i als Abscisse und A als Ordinate genommen ist.

Aus dem Vorhergehenden folgt:

1. Wenn eine Sonde als Anode dient, d. h. wenn ein Strom von der Sonde nach dem Gase geht, so ist ihr Potential höher als das des Gases. Wenn die Stärke des durch die Sonde hinaustretenden Stromes gering ist, ist das Anodengefälle gering, wächst aber mit der Stromstärke.

2. Wenn die Stärke des Hauptstromes vergrößert wird, wird das Anodengefälle ein wenig geringer.

4. In der vorhergehenden Beobachtungsreihe, bei der kein Element in der Nebenleitung vorhanden war, konnte man keine sehr schwachen Ströme erhalten, ohne den Widerstand allzu

sehr zu vergrössern. Dadurch wird aber die Genauigkeit der Messungen beeinträchtigt, wie der Empfindlichkeitsfactor f der Tabelle 1 zeigt. Um dieselbe Genauigkeit bei allen Bestimmungen beizubehalten, war in dem Folgenden der Widerstand m in jeder Beobachtungsreihe unverändert, in den nächstfolgenden $m = 1430000$ Ohm, in die Nebenleitung wurde aber eine Anzahl Clark'scher Elemente eingeschaltet. Wenn diese Anzahl grösser als 35 und die Elemente so geschaltet waren, dass sie dem Zweigstrom des Hauptstromes in der Nebenleitung entgegenwirkten, hatte der Strom entgegengesetzte Richtung wie in der vorhergehenden Reihe, also von dem Gase durch die Sonde nach der Anode. Die Sonde war alsdann Kathode.

Die Nebenleitung vereinigte die Anode mit der Sonde S_1 . Die Stärke des Hauptstromes war bei den 12 Beobachtungen (Tab. 3) im Mittel $J = 474 \cdot 10^{-6}$ Amp.

Ich rechne nun einen Strom, der von der Anode nach der Sonde geht, als positiv und eine electromotorische Kraft e Volt, welche in entgegengesetzter Richtung wirkt, gleichfalls als positiv. Es wird also die Potentialdifferenz zwischen der Anode und der Sonde in der Nebenleitung

$$V_A - V_S = P = e + mi.$$

Aus den nach dieser Formel berechneten Werthen von P wurde durch Interpolation der Werth bestimmt, welcher der Stromstärke Null in der Nebenleitung entspricht. Dieser ist die Potentialdifferenz $V_A - V_G$ zwischen der Anode und der Luft in der Nähe der Sonde, und es war $V_A - V_G = 49,9$ Volt. Die Potentialdifferenz zwischen der Sonde und dem Gase oder das Kathodengefälle K war also

$$V_S - V_G = K = 49,9 - P.$$

Vor dem Anfange der Beobachtungen wurde die vorher benutzte Luft ausgepumpt und frische hineingelassen. Der neue Druck war 0,572 mm.

Tabelle 3.¹⁾Kathodengefälle. Die Sonde S_1 in positivem Licht.

Curve 3.

K Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	K Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	K Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.
— 0,1	— 7	— 3,1	— 198	— 27,1	— 619
— 0,8	— 56	— 5,9	— 299	— 45,6	— 823
— 1,5	— 106	— 9,1	— 380	— 58,0	— 951
— 2,2	— 157	— 14,8	— 475	— 76,9	— 1122

Hieraus folgt:

1. Wenn ein Strom von dem Gase nach der Sonde geht, ist das Potential der Sonde niedriger als das des Gases.

2. Das Kathodengefälle, welches bei geringer Stromstärke sehr klein ist, wächst schnell bei zunehmender Stromstärke und beträgt schon bei $11 \cdot 10^{-6}$ Amp. 77 Volt.

3. Das Kathodengefälle wächst schneller bei zunehmender Stromstärke durch die Sonde als das Anodengefälle.

5. Bei den folgenden Versuchen war die Stärke des unverzweigten Stromes im Mittel $J = 273 \cdot 10^{-6}$ Amp., übrigens aber alles wie in der vorhergehenden Reihe.

Tabelle 4.

Kathodengefälle. Die Sonde S_1 in positivem Licht.

A Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	K Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	K Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.
3,1	+ 282	— 0,1	— 1	— 9,0	— 279
2,7	205	— 0,8	— 46	— 15,0	— 384
2,1	141	— 1,7	— 81	— 27,5	— 477
1,5	90	— 2,8	— 112	— 46,7	— 642
0,7	41	— 5,7	— 212	— 59,4	— 746
				— 78,7	— 891

Bei Vergleichung dieser Tabelle mit Tab. 3 sieht man, dass das Kathodengefälle bei einer bestimmten Stärke des Stromes in der Nebenleitung weit grösser ist, wenn der Primärstrom (in dem Gase) schwächer ist, als wenn er stärker ist.

1) Diese und die folgenden Tabellen sind im Originalaufsatze vollständig angeführt.

6. Nachdem die gebrauchte Luft ausgepumpt war, wurde neue vom Drucke 0,557 mm hineingelassen. In der Nebenleitung war der Widerstand 1470000 Ohm; die Empfindlichkeit 0,1372 Volt pro Scalenthail. Die Nebenleitung verband wie früher die Anode und die Sonde S_1 . Durch Interpolation wurde P zu 50,1 Volt bei $i = 0$ bestimmt.

Tabelle 5.
Anodengefälle im positiven Licht.
Curve 5.

A Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	A Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	A Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.
— 1,7	— 75	5,0	640	15,8	3792
— 0,8	— 39	6,8	1001	16,4	4233
+ 0,04	+ 2	10,0	1759	17,2	4667
0,8	48	11,4	2144	18,3	5071
1,4	100	12,8	2539	19,3	5498
2,0	157	14,0	2951	20,1	5924
3,0	284	15,1	3356	20,8	6368
				21,5	6803

$$J_{\text{med.}} = 261 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Vor dem Beginn der Reihe wurde die Potentialdifferenz der beiden Sonden S_1 und S_2 durch Compensation mittels Clark'schen Elementen auf 27,0 Volt bestimmt. Bezeichnet l das Gefälle pro Millimeter in der Luft und A_0 das normale Anodengefälle bei der Anode, so hat man (p. 698. 699).

$$27,0 = 10,8 l \quad \text{und} \quad 50,1 = A_0 + 10,7 l.$$

Hieraus wird $l = 2,5$ Volt und $A_0 = 23,3$ Volt. Bei der grössten Stromstärke der Tab. 5, $68 \cdot 10^{-6}$ Amp., welche ein wenig grösser als $\frac{1}{4}$ des primären Stromes ist, beträgt die Polarisation der Sonde 21,5 Volt. Wir sehen also, dass die Polarisation der Sonde sich dem normalen Anodengefälle bedeutend genähert hat; dieses ist als der Maximalwerth der Polarisation zu betrachten.

7. Neue Luft vom Drucke 0,591 mm wurde hineingelassen, nachdem die früher benutzte ausgepumpt worden war. Der Abstand der Hauptelectroden wurde auf 29 mm vermindert. Wenn der Hauptstrom durch die Röhre hindurchging, hatte das positive Licht infolge des verminderten Abstandes der

Electroden sich zurückgezogen, dass nur ein dünner Schleier positiven Lichtes die Anode umgab. Die Sonde S_1 befand sich in dem dunkeln Zwischenraume zwischen dem positiven und dem negativen Lichte, die Sonde S_2 in der hellleuchtenden negativen Glimmlightschicht. Die Nebenleitung verband die Anode mit der Sonde S_1 . Ihr Widerstand war 1463000 Ohm; der Empfindlichkeitsfactor $f' = 0,137$ Volt pro Scalentheil.

Tabelle 6.

Kathodengefälle und Anodengefälle im dunkeln Zwischenraum.
Curve 6.

K Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	K Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	A Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	A Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.
-100,4	-1126	-25,3	-425	+0,1	+ 6	2,3	2488
- 87,7	-1015	-18,8	-367	0,6	66	2,6	2951
- 75,2	- 896	-12,7	-303	1,2	122	2,8	3438
- 62,6	- 797	- 7,5	-255	1,8	573	3,0	4374
- 50,3	- 668	- 2,6	-112	2,0	1050	3,4	5315
- 37,5	- 563	- 1,5	- 76	2,2	1519	3,6	6262
- 31,3	- 494	- 0,7	- 35	2,0	2014	4,0	7140

$$J_{\text{med.}} = 261 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Hieraus ergibt sich:

1. Das Kathodengefälle verläuft genau so, als wenn die Sonde vom positiven Licht umgeben war.
2. Das Anodengefälle ist bedeutend kleiner, als wenn die Sonde sich im positiven Lichte befand.

Obgleich die grösste Stärke des Stromes in der Nebenleitung 27,4 Proc. von der des unverzweigten Stromes betrug, war das Anodengefälle nicht höher als 4 Volt. Nach den Verhältnissen der vorhergehenden Reihe zu urtheilen, dürfte der Maximalwerth nahezu erreicht sein. Dieser, das normale Anodengefälle im dunkeln Zwischenraume, konnte nicht mit Sicherheit auf dieselbe Weise wie früher bestimmt werden, da die Lichterscheinung zwischen den Sonden ganz anderer Art war wie in der Luftstrecke zwischen der Anode und der Sonde S_1 . Eine directe Bestimmung des normalen Anodengefalles bei einem niedrigeren Drucke (vgl. 11.) gab Zahlen von beinahe derselben Grösse, nämlich 4,75 Volt und 1,71 Volt bei verschiedenen Stromstärken.

8. Bei den folgenden Beobachtungen, Tab. 7, waren die Endpunkte der Nebenleitung mit der festen Anode und der Sonde S_2 , die sich in der leuchtenden negativen Glimmlichtschicht befand, verbunden. Uebrigens war alles wie in der vorhergehenden Reihe.

Tabelle 7.

Kathodengefälle und Anodengefälle im negativen Glimmlicht.
Curve 7.

K Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	A Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	A Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.
— 44,5	— 1553	+ 0,8	+ 46	17,6	3274
— 39,4	— 1510	4,3	269	18,1	3704
— 29,9	— 1204	10,3	842	19,0	4136
— 21,5	— 870	13,8	1579	20,3	5011
— 12,4	— 524	15,1	1971	21,9	5868
— 8,7	— 156	14,6	2496	23,2	6682
— 1,0	— 39	16,8	2838		
— 0,1	— 7				

$$J_{\text{med.}} = 251 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Hieraus folgt:

1. Das Kathodengefälle wächst viel langsamer mit zunehmender Stromstärke, wenn die Sonde sich im negativen Glimmlicht befindet, als wenn sie sich im positiven Lichte oder im dunkeln Zwischenraume befand.

2. Das Anodengefälle verläuft im negativen Glimmlichte wie im positiven Lichte und scheint sich demselben Grenzwerthe zu nähern.

9. Bei den folgenden Bestimmungen war der Druck der hineingelassenen neuen Luft 0,404 mm. Die Nebenleitung verband die Anode und die Sonde S_2 . Der Electrodenabstand war 24 mm. Die Sonde S_2 befand sich zwischen der leuchtenden negativen Glimmlichtschicht und der Kathode im sogenannten dunkeln Kathodenraum, welcher von einem schwachen bläulichen Licht erfüllt war. Die Anode befand sich in dem dunkeln Zwischenraume und war also nicht vom positiven Licht bedeckt. Die negative Glimmlichtschicht befand sich in der Mitte zwischen den beiden Sonden. Als electromotorische Kraft in der Nebenleitung wurden, nebst den Clark'schen

Elementen, 100 Accumulatoren (ein Gestell) benutzt. Diese wurden direct mit den Clark'schen Elementen verglichen und ihr Widerstand im einfachen Stromkreise bestimmt. Hierdurch erhielt man:

	Electromotorische Kraft	Widerstand
100 Accumulatoren	166,3 Volt	463 000 Ohm
45 „	82,5 „	210 000 „

Der Flüssigkeitsrheostat der Nebenleitung hatte einen Widerstand $m = 1472000$ Ohm.

Tabelle 8.

Kathodengefälle und Anodengefälle im dunkeln Kathodenraum.

Curve 8.

K Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	A Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	A Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.	A Volt	$i \cdot 10^8$ Amp.
-131,5	-1421	+ 0,3	+ 1	74,3	180	201,2	1165
-106,2	- 956	1,6	7	108,5	294	195,7	2094
- 87,5	- 584	7,0	8	122,0	346	189,6	2981
- 67,2	- 481	8,5	22	141,9	452	184,5	4161
- 48,0	- 285	20,6	54	175,2	705	182,2	5162
- 37,8	- 190	28,9	82	183,0	777	180,7	6049
- 5,3	- 21	38,6	98	199,7	1035	180,4	6925
- 1,1	- 4						

Hieraus ergibt sich:

1. Das Kathodengefälle ist, besonders bei kleinen Stromstärken, grösser bei einer bestimmten Stromstärke in der Nebenleitung, wenn die Sonde sich im dunkeln Kathodenraume befindet, als wenn sie in den übrigen Theilen der Entladung ist.

2. Das Anodengefälle im dunkeln Kathodenraume ist viel grösser als die Anodengefälle in anderen Theilen der Entladung.

3. Das Anodengefälle ist bei einer und derselben Stromstärke, wenigstens so lange diese klein ist ($< 14 \cdot 10^{-6}$ Amp.), grösser als das Kathodengefälle, im Gegensatz zu den Verhältnissen in den übrigen Theilen der Entladung.

4. Das Anodengefälle erreicht ein Maximum (ungefähr bei $i = 10^{-5}$ Amp.) von etwa 200 Volt und nimmt nachher bei wachsender Stromstärke ein wenig ab.

Das normale Anodengefälle.

10. Im Zusammenhange mit den vorigen Versuchen wurden einige Bestimmungen des normalen Anodengefalles ausgeführt, welche, wenn auch sehr unvollständig, mir doch einiges Interesse zu haben scheinen. Eine vollständigere Untersuchung hoffe ich bald veröffentlichen zu können. Schon in § 3 wurden einige Bestimmungen des normalen Anodengefalles A_0 im positiven Lichte beim Druck 0,555 mitgeteilt, nämlich

$$A_0 = 23,2, \quad 23,4, \quad 24,0 \text{ Volt,}$$

bei

$$J = 250, \quad 500, \quad 1000 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

und in § 6

$$A_0 = 23,3 \text{ Volt bei } J = 261 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

gleichfalls im positiven Licht.

Unmittelbar vor den in Tab. 3 angeführten Bestimmungen wurden auch A_0 und l (die Potentialdifferenz pro Millimeter in der Luft) nach derselben Methode bestimmt. Der Druck war 0,572 mm. Es war dann

$$V_A - V_{S_1} = 50,90, \quad 49,36, \quad 48,81 \text{ Volt,}$$

bei

$$J = 264, \quad 460, \quad 510 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

und

$$V_{S_1} - S_2 = 27,17, \quad 25,74 \text{ Volt,}$$

bei

$$J = 324, \quad 500 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Hieraus erhält man

	$J = 250$	$J = 273$	$J = 474$	$J = 500 \cdot 10^{-6}$
$V_A - V_{S_1} =$	51,02	50,84	49,18	48,98 Volt
$V_{S_1} - V_{S_2} =$	27,78	27,60	25,95	25,74 „
$l =$	2,57	2,56	2,40	2,38 „
$A_0 =$	23,49	23,49	23,48	23,48 „

Hier scheint also das Anodengefälle unabhängig von der Stromstärke und gleich 23,5 Volt im positiven Lichte zu sein. Die Bestimmungen des § 3 zeigten einen kleinen Zuwachs von A_0 bei zunehmender Stromstärke. Die Frage betreffs der Abhängigkeit des normalen Anodengefalles von der Stromstärke

muss daher, da die Methode nur eine indirecte ist, noch als eine offene betrachtet werden.

11. Eine directe Bestimmung des normalen Kathodengefälles wurde in folgender Weise ausgeführt. Die bewegliche Electrode wurde so viel wie möglich der Sonde S_2 genähert, ohne dass ein Contact entstand. Die Leitungsdrähte bei der Accumulatorenatterie wechselten den Platz, sodass die bewegliche Electrode zur Anode wurde. Das positive Licht hatte sich als ein dünner, hellroter Schleier, welcher die Sonde umgab, zusammengezogen. Der Druck der Luft war 0,557 mm. Die Nebenleitung verband die Anode mit S_2 ; in dieselbe wurden so viele Clark'sche Elemente eingeschaltet, dass man theils positive, theils negative, aber doch immer sehr kleine Stromstärken bekam. Durch Interpolation wurde danach die Potentialdifferenz der Endpunkte auf den Werth $i = 0$ bestimmt. Die zwischen der Anode und der Sonde befindliche Luftstrecke betrug wahrscheinlich nicht mehr als 0,1 mm, und also das Potentialgefälle in derselben nicht mehr als etwa 0,3 Volt. Die Potentialdifferenz der Endpunkte der Nebenleitung gibt also sehr nahe den Werth von A_0 an. Auf diese Weise erhält man, wo der Einfluss der Luftstrecke vernachlässigt wird,

$$A_0 = 19,0 \text{ Volt} \quad \text{bei} \quad J = 269 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

und

$$A_0 = 18,4 \text{ Volt} \quad \text{bei} \quad J = 503 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Die Grössenordnung ist demnach durchaus dieselbe, wie bei den früheren Bestimmungen. Dass der Werth nach dieser Methode ein wenig kleiner herauskommt, hängt wahrscheinlich davon ab, dass die Sonde sich an der Grenze des dunkeln Zwischenraumes befand, und dass diese Grenze sich bei der Aenderung der Stromstärke ein wenig verschiebt.

Um nach derselben Methode A_0 im dunkeln Zwischenraume zu bestimmen, wurde der Druck der Luft zu 0,276 mm geändert. Auf Grund der Verminderung des Druckes, entfernte sich das negative Licht von der Kathode, und das positive zog sich in die Anode zurück. Diese war daher nicht mehr von positivem Lichte bedeckt; solches war gar nicht vorhanden. Die Sonde S_2 war auch dunkel. Die Glimmlichtschicht befand sich grösstentheils zwischen der festen Kathode

und der Sonde S_1 , welche von derselben umgeben war. Uebrigens war alles wie bei den vorigen Versuchen. Es war nun:

$$A_0 = 4,75 \text{ Volt bei } J = 438,5 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

$$A_0 = 1,71 \text{ Volt bei } J = 262,8 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Diese directe Methode giebt also Zahlen von derselben Grösse, wie die Versuche in Tab. 6.

12. Dass das normale Anodengefälle im dunkeln Zwischenraume kleiner als im positiven Lichte ist, erklärt einen Umstand, welcher aus einigen von mir in einer früheren Arbeit¹⁾ mitgetheilten Versuchen hervorgeht. Die Potentialdifferenz der Electroden eines mit verdünnter Luft gefüllten Rohres, wurde bei verschiedenem Electrodenabstand gemessen. So lange die Entfernung der Electroden eine solche war, dass die Anode trotz der Verminderung des Abstandes fortwährend von positivem Lichte umgeben war, war die Verminderung des Abstandes mit der Abnahme der Potentialdifferenz proportional; sobald aber die Anode in den dunkeln Zwischenraum hineinkam, nahm die Potentialdifferenz *schneller* ab.

13. Wenn die Anode in den dunkeln Kathodenraum hineinkommt, wächst die Potentialdifferenz der Electroden sehr beträchtlich. Dies geht aus der erwähnten Arbeit²⁾ deutlich hervor, ist aber seit langem bekannt. Eine Ursache dieses Verhältnisses ist durch die Versuche der Tab. 8 einleuchtend, da aus diesen hervorgeht, dass das normale Anodengefälle mehr als 200 Volt betragen kann.

Anmerkungen.

14. In den vorhergehenden Versuchen ist das Kathodengefälle nicht zu besonders grossen Stromstärken verfolgt worden. Darum hat sich auch keine Andeutung eines Maximums gezeigt. Dass ein solches jedoch existirt, geht als eine natürliche Folge aus den Untersuchungen des Hrn. Warburg³⁾ über das normale Kathodengefälle hervor, welches sich von der Stromstärke und dem Gasdrucke beinahe unabhängig erwiesen hat.

1) Mebius, l. c.

2) Mebius, l. c.

3) Warburg, Wied. Ann. 31. p. 545. 1887.

15. Hr. Luggin¹⁾ hat bei seinen Untersuchungen über den Lichtbogen eine Anordnung angewendet, welche sehr nahe mit der meinigen (Tab. 1 und 2) zusammenfällt. Seine Resultate weichen indessen von den meinigen (in verdünnter Luft) insofern ab, dass die *iA*-Curve ihre convexe Seite gegen die *i*-Axe wendet, während bei meinen Versuchen die concave Seite gegen die *i*-Axe gewendet ist. Hierbei ist jedoch zu bemerken, dass die Verhältnisse im Lichtbogen bei Atmosphärendruck ganz andere, als in verdünnter Luft und bei Anwendung von sehr schwachen Strömen sein können, dass weiter die Curve des Hrn. Luggin nur durch drei Punkte bestimmt ist, und dass endlich im Lichtbogen allzu grosse und heftige Veränderungen vorkommen. Die Bestimmungen können sich deshalb nicht in Genauigkeit mit denen messen, welche unter den sehr constanten Verhältnissen in verdünnter Luft geschehen können.

16. Wenn eine Nebenleitung zwei Sonden verbindet, welche sich in derselben Aequipotentialfläche befinden, nennt man einen in denselben entstehenden Strom einen Transversalstrom. Es ist einleuchtend, dass die in dem Vorhergehenden angegebene Polarisirung der Sonden auch in diesem Falle entstehen muss, wie wenn der eine Endpunkt der Nebenleitung die Anode ist. Die electromotorische Kraft in der Nebenleitung muss dann grösser sein als die Summe der Potentialgefälle bei der Anode und der Kathode. Diese Summe ist bei sehr schwachen Strömen sehr klein, wächst aber mit der Stromstärke. Dies trifft besonders mit dem Kathodengefälle ein; da dieses aber in dem negativen Glimmlichte (Tab. 7) viel langsamer wächst, als in den übrigen Theilen der Entladung, wird die Stärke des Transversalstromes im Glimmlichte bedeutend grösser als anderswo. Die Polarisirung der Sonden liefert die Erklärung der meisten Eigenthümlichkeiten der Transversalströme. Vielleicht werde ich bei einer anderen Gelegenheit diese Sache ausführlicher erörtern.

17. In Wiedemann's *Electricität*²⁾ sind einige Versuche von Hittorf erwähnt, bei denen ein Strom sich verzweigt, und die beiden Verzweigungspunkte sich in einem verdünntem Gase

1) Luggin, Exner's Rep. 26. p. 517.

2) Wiedemann, *Electricität*. 4. p. 493. 1885.

befinden. Es liegt in der Natur der Sache, dass die Polarisation der Sonden wesentlichen Einfluss auf die Erscheinung haben muss, und dass eine Erörterung der Frage erst dann geschehen kann, wenn die Potentialgefälle bei den Sonden gebührend berücksichtigt werden.

18. Dass der electrische Strom durch ein Gas ein electrolytischer Vorgang ist, wurde zuerst von den Herren Giese¹⁾, Schuster²⁾ und Arrhenius³⁾ — unabhängig voneinander — angenommen. Später hat Hr. Arrhenius⁴⁾ diese Annahme quantitativen Berechnungen zu Grunde gelegt, und Hr. J. J. Thomson⁵⁾ hat durch Stromumkehrung eine kleine Menge Chlor in Wasserstoff zu wiederholten Malen von der einen Electrode eines Vacuumrohres nach der anderen transportirt. Die Potentialgefälle bei den Sonden sind in voller Analogie mit der gewöhnlichen galvanischen Polarisation und sind daher noch eine Stütze für die Richtigkeit der electrolytischen Theorie.

Schluss.

19. Die Resultate der vorliegenden Arbeit lassen sich in folgender Weise zusammenfassen:

a) Geht ein Strom durch Luft von ungefähr 0,5 mm Druck hindurch, so ist bei der Anode ein Potentialgefälle, das normale Anodengefälle, von etwa 23,5 Volt vorhanden, wenn die Anode von positivem oder negativem Licht umgeben ist. Befindet sich die Anode im dunkeln Zwischenraume, dass sie nicht von Licht bedeckt ist, so ist das normale Anodengefälle weit kleiner, 4—5 Volt oder weniger. Wenn schliesslich die Anode sich in dem dunkeln Kathodenraum befindet, so ist das normale Anodengefälle sehr gross, etwa 200 Volt.

b) Wenn ein Strom von einer Sonde nach der Luft geht, so ist das Potential der Sonde höher, als das der Luft. Dieses

1) Giese, Wied. Ann. **17**. p. 537. 1882.

2) Schuster, Proc. of Roy. Soc. **37**. p. 317. 1884.

3) Arrhenius, Bihang till K. Svenska Vet.-Akad. Handl. **13**. Afd. 1. Nr. 7. 1888; Öfversigt af K. Vet.-Akad. Förh. **1**. p. 31. 1888.

4) Arrhenius, Bihang till K. Sv. Vet.-Akad. Handl. **16**. Afd. I. Nr. 9. 1891.

5) J. J. Thomson, Proc. of Roy. Soc. **58**. p. 244. 1895.

Anodengefälle ist sehr klein, wenn die Stromstärke beinahe gleich Null ist, wächst aber bei zunehmender Stromstärke gegen eine obere Grenze, welche mit dem normalen Anodengefälle zusammenfällt.

c) Wenn ein Strom von der Luft nach einer Sonde geht, so ist das Potential der Sonde niedriger, als das der Luft. Die Potentialdifferenz, das Kathodengefälle, ist bei verschwindender Stromstärke beinahe gleich Null, wächst aber schnell mit zunehmender Stromstärke.

d) Das Kathodengefälle wächst mit der Stromstärke viel schneller als das Anodengefälle, ausgenommen in dem dunkeln Kathodenraume. Hier wächst das Anodengefälle schneller. In dem negativen Glimmlichte ist der Zuwachs des Kathodengefälles viel kleiner, als in den übrigen Theilen der Entladung.

e) Die Potentialgefälle bei den Sonden sind bei einer bestimmten Stärke des Stromes durch die Sonde kleiner, wenn der Hauptstrom durch die Luft stärker ist.

**6. Ueber den Uebergang der Kohle
aus dem nichtleitenden in den leitenden Zustand;
von Georg Brion.**

§ 1. Einleitung.

Während die graphitischen Kohlen leiten, sind sämtliche feste Kohlenstoffverbindungen ebenso wie Diamant, reine Holz- und Steinkohle Nichtleiter der Electricität. Es ist nun aus der Leuchtgas- und Glühlampenfabrication bekannt, dass alle verkohlten Substanzen leitend werden, wenn sie unter Luft-ausschluss einer sehr hohen Temperatur ausgesetzt worden sind. Es schien von Interesse, zu untersuchen, bei welcher Temperatur und in welcher Weise dieser Uebergang der Kohle aus der nichtleitenden in die leitende Modification vor sich geht.

§ 2. Voruntersuchungen.

Das Material bildeten verschiedene Papiersorten, welche in Kohlenpulver eingebettet und von eisernen Cylindern umgeben, verschiedenen Graden der Rothgluth ausgesetzt und nach Erkalten auf ihre Leitungsfähigkeit untersucht wurden. Hierbei zeigte sich, dass erst, wenn die Papierstreifen eine starke Rothgluth durchgemacht hatten, eine merkliche Leitung eintrat. Langes Erhitzen schien keinen wesentlichen Einfluss auszuüben, da Papierfasern, die kaum 5 Minuten einer intensiven Rothgluth ausgesetzt waren, nach Erkalten gute Leitung zeigten, während andere Fasern nach 2 Stunden ständigen Glühens so gut wie Nichtleiter blieben.

Quantitative Messungen liessen sich mit diesem Material nicht gut ausführen, so rein man das Papier auch nahm, wegen der Unhomogenität und Brüchigkeit der Fasern. Unverhältnissmässig bessere Resultate wurden mit Bambus- und Cellulosefasern erzielt, wie sie zur Glühlampenfabrication gebraucht werden, und welche ich in entgegenkommendster Weise von der Allgemeinen Deutschen Electricitätsgesellschaft erhielt; aber auch da konnte ich mit dem Schmiedefeuer ebensowenig wie mit einer Gasmuffel genaue Resultate erzielen, da die

Erhitzung zu ungleichmässig war. Es wurde deshalb in Ermangelung eines Siemens'schen Regenerativgasofens, wie sie in den Glühlampenfabriken gebraucht werden, ein seiner Zeit von Prof. Braun zu pyrometrischen Untersuchungen angewandter Muffelofen¹⁾ aus Chamotteerde benutzt, mit dem man allerdings nicht sehr hohe Temperaturen erreichte (ca. 1060° C.), der dagegen den grossen Vortheil bot, dass man eine gleichmässige und leicht zu messende Temperatur im Innern des Ofens erhielt.

§ 3. 'Widerstandsmessung.

Bevor wir zu den Versuchen selbst übergehen, müssen wir uns mit der Widerstandsmessung der Fasern befassen, da, wie bekannt, manche Messungen auch bei der gut leitenden graphitischen Kohle aus dem Grunde falsch²⁾ ausgefallen sind, weil die Uebergangswiderstände eine gewisse Grösse überschritten hatten.

Die zu lösende Frage, in ihre einfachste Fassung gebracht, war folgende:

„Wie gross ist das Potentialgefälle einer in einen Stromkreis eingeschalteten Faser zwischen zwei beliebig gewählten Punkten *A* und *B* derselben?“

Streng genommen hätte man noch eine Correction³⁾ anzubringen, um daraus den wahren Widerstand einer Faser von betreffendem Querschnitt und Länge zu berechnen; da jedoch beim sämmtlichen von mir untersuchten Material der Radius des Querschnittes gegen die Länge der Faser klein war, so konnte die betreffende Correction vernachlässigt werden.

Die Hauptschwierigkeit lag in der Auffindung eines sicheren Contactes und in der durch die Contactwiderstände bedingten Unsicherheit der Messungen.

Als Methoden kamen zunächst die von Kirchhoff und von Fr. Kohlrausch⁴⁾ in Betracht. Bei dem Differential-

1) F. Braun, *Electrotechn. Zeitschr.* 9. p. 3. Sept. 1888, woselbst sich eine Abbildung der Muffel befindet.

2) Vergl. Muraoka, *Wied. Ann.* 13. p. 307. 1881.

3) Kirchhoff, *Wied. Ann.* 11. p. 811. 1880; Wiedemann, *Electricitätslehre.* 1. p. 431. 1893.

4) F. Kohlrausch, *Leitfaden*, 6. Aufl. p. 232. 1887.

galvanometer im Nebenschluss (Kirchhoff) erhalten wir, wenn wir mit:

w den Widerstand der Faser;

R den abgelesenen Rheostatenwiderstand;

W den Widerstand jeder Galvanometerspule;

α und β die bei A und B auftretenden Uebergangswiderstände der Faser zu den Galvanometerspulen bezeichnen:

$$w = R \left(1 + \frac{\alpha + \beta}{W} \right).$$

Wir erhalten also stets zu kleine Werthe für den Widerstand der Faser und haben absolut kein Maass für die erreichte Genauigkeit; es konnten also, da — wie sich später herausstellte — die Uebergangswiderstände α und β unter Umständen grosse Werthe annehmen, das zweite Glied des Klammersausdruckes nicht vernachlässigt werden, infolge dessen die Methode für meine Zwecke unbrauchbar war.

Die Kohlrausch'sche Methode¹⁾ des übergreifenden Nebenschlusses ist blos in denjenigen Fällen anwendbar, wo erstens die Uebergangswiderstände α und β klein sind, zweitens die Zuleitungen zum Element und zum Rheostaten verschwindenden Widerstand haben; was in meinem Fall, wo nothwendig der Strom durch die ganze Faser hindurchgehen musste, auf keine Weise zu erreichen war.

In der That ergab die Methode, auf meine Kohlenfasern angewandt, keine genügend übereinstimmenden Resultate; die besten in dieser Richtung ausgeführten Versuche ergaben, wenn wir mit R_1 und R_2 die beiden Rheostatenwerthe für w bezeichnen:

$$R_1 = 427,2 \text{ S. E.}$$

$$R_2 = 424,2 \text{ S. E.}$$

Häufig gingen jedoch infolge irgend welcher Zufälligkeiten (der Hauptsache nach von unsicheren Contacts) die zwei Werthe viel beträchtlicher auseinander.

Dieses Ergebniss veranlasste mich, eine Modification der Kohlrausch'schen Methode auszuarbeiten, welche eine genaue Messung auch dann gestattet, wenn die oben erwähnten Voraussetzungen nicht erfüllt sind, die also insbesondere auch bei

1) F. Kohlrausch, Wied. Ann. 20. p. 76. 1893.

bedeutenden Uebergangswiderständen noch anwendbar bleibt. Im wesentlichen besteht mein Verfahren darin, dass die Uebergangswiderstände α und β *veränderlich* gemacht und so justirt werden, dass der Unterschied zwischen R_1 und R_2 bis zu jeder gewünschten Grenze verkleinert werden kann.

A. Methode der Widerstandsmessung.

Ich schaltete die auf ihren Widerstand zu messende Faser mit einem Rheostaten in denselben Strom ein (Fig. 1); Abzweigungen zum Hauptstrome wurden in entgegengesetzter Richtung durch die beiden Hälften eines Differentialmultiplikators von grossem Widerstande W einerseits von zwei beliebigen Punkten A und B der Faser, andererseits von den Enden A' und B' des Rheostaten geführt; derart, dass die

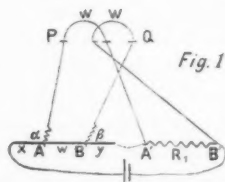


Fig. 1

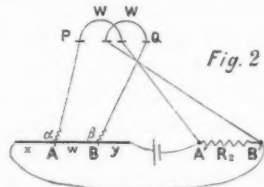


Fig. 2

Anfangspunkte A und A' des zu messenden Widerstandes und des Rheostaten mit der einen Spule, die Endpunkte B und B' mit der anderen Spule verbunden waren. Die Multiplikatorrollen waren auf gleichen Widerstand gebracht und übten auf die Nadel bei gleichem Strome gleiches Drehungsmoment aus.

Bezeichnen wir die bei der Theilung in A durch die eine Galvanometerspule fließende Stromstärke mit I , die durch die Faser fließende mit i , so ist leicht ersichtlich, dass auch die durch den Rheostaten fließende gleich i ist, wenn die Nadel in Ruhe bleibt. Die Stromstärke i_0 auf der Leiterstrecke BA' ist gleich $\pm (i - I)$ je nach der Stromrichtung. Bezeichnen wir ferner den Widerstand der Faser von einem Ende bis A mit x , von B bis zum anderen Ende mit y , den zu messenden Theil AB mit w und den entsprechenden Rheostatenwiderstand mit R_1 , seien ferner die Uebergangswiderstände bei A und B mit α und β bezeichnet, so erhalten wir nach den Kirchhoff'schen Regeln:

Für den Stromkreis $AP A' B A$:

$$(W + \alpha) \cdot I = w i \pm y (i - I).$$

Für den Stromkreis $B' Q B A' B'$:

$$(W + \beta) \cdot I = R_1 i \pm y (i - I).$$

Durch die Elimination von I und i ergibt sich:

$$(1) \quad \frac{W + \alpha \pm y}{W + \beta \pm y} = \frac{w \pm y}{R_1 \pm y}.$$

Bringen wir nun (Fig. 2) die Stromquelle zwischen B und A' und ersetzen die Stelle, wo sich die Stromquelle vorher befand, durch einen Leitungsdraht, so wird wie vorher, wenn wir im Falle der Nulllage den nunmehr eingeschalteten Rheostatenwiderstand mit R_2 bezeichnen:

Im Kreis $A' P A B' A'$:

$$(W + \alpha) \cdot I' = R_2 i' \pm x (i' - I').$$

Im Kreis $B Q B' A B$:

$$(W + \beta) \cdot I' = w \cdot i' \pm x (i' - I').$$

Durch Elimination von I' und i' ergibt sich:

$$(2) \quad \frac{W + \alpha \pm x}{W + \beta \pm x} = \frac{R_2 \pm x}{w \pm x}.$$

Aus den Gleichungen (1) und (2) folgt nun:

$$\text{Ist } \alpha > \beta, \text{ so ist nach (1) } w > R_1$$

$$,, \quad ,, \quad ,, \quad (2) \quad w < R_2$$

$$\text{Ist } \alpha < \beta, \quad ,, \quad ,, \quad (1) \quad w < R_1$$

$$,, \quad ,, \quad ,, \quad (2) \quad w > R_2.$$

Also liegt stets der wahre Werth zwischen den zwei abgelesenen Rheostatenwerthen R_1 und R_2 .

Der dabei erreichte Vortheil einer Einschliessung des wahren Werthes zwischen zwei Grenzen ist deshalb so werthvoll, weil nicht allein die α und β , sondern alle etwa im ganzen Stromkreis auftretenden Uebergangswiderstände sich compensiren.

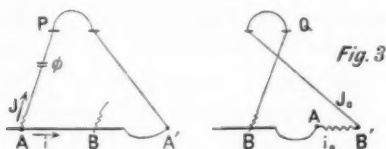
Da dieser letzte Punkt auf den ersten Blick vielleicht sonderbar erscheinen mag, so will ich neben der direct aus den Formeln (1) und (2) abzulesenden Folgerung noch eine mehr anschauliche geben, zumal da sich hieran die weiteren Vereinfachungen anknüpfen.

Bezeichnen wir der grösseren Klarheit wegen bei der ersten Schaltung den Rheostatenzweigstrom mit i_0 , den Strom in der Spule Q mit I_0 , zur Unterscheidung von i und I , bei der zweiten Schaltung den Rheostatenzweigstrom mit i'_0 und den Strom in der Spule Q mit I'_0 , so haben wir unter anderem im Fall der Nulllage die *nothwendige* Bedingung:

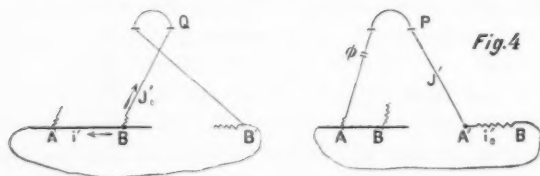
$$(a) \quad \frac{i}{I} = \frac{i_0}{I_0},$$

$$(b) \quad \frac{i'_0}{I'} = \frac{i'}{I'}.$$

Tritt nun irgendwo (Fig. 3) in der Leitung z. B. bei ϕ



zwischen A und P ein Contactfehler auf, so ändert sich infolge dessen im Fall der ersten Schaltung das Verhältniss i/I ; es wird grösser: es muss also nach Gleichung (a) zur



Aufrechterhaltung der Nulllage auch i_0/I_0 grösser gemacht werden, was durch eine *Verminderung* des Rheostatenwiderstandes erreicht wird. Bei der zweiten Schaltung (Fig. 4) wird dann i'_0/I' ebenfalls grösser, und damit die Nulllage bestehen bleibt, muss einfach nach Gleichung (b) i'_0 kleiner, d. h. der Rheostatenwiderstand *grösser* gemacht werden.

Es entspricht also einer *Verminderung* des Rheostatenwiderstandes im einen Fall, eine *Vermehrung* desselben bei der anderen Schaltung; es liegt also der wahre Widerstand zwischen beiden. Gleich werden beide nur dann, wenn $\alpha = \beta$

und darin liegt gerade die Möglichkeit zu weiteren Vereinfachungen und zur erhöhten Genauigkeit.

Durch Regulirung der Contactwiderstände α und β kann man sonach den Unterschied zwischen R_1 und R_2 unter jegliche gewünschte Grösse herunterdrücken. Principiell stehen sich nun in der Hinsicht zwei Methoden gegenüber; entweder können in den Stromkreis regulirbare Hülfs widerstände eingeschaltet werden und es wird solange probirt, bis der Unterschied zwischen R_1 und R_2 unter die gewünschte Grösse tritt, oder aber man verändert durch Druckänderungen den Grad der Berührung bei A und B , und infolge dessen auch den Uebergangswiderstand. Die Befürchtung, dass durch solche Druckänderungen kein fester Uebergangswiderstand, sondern nur ein mit der Zeit und der geringsten Erschütterung veränderlicher erzielt wird, ist nicht eingetroffen, da eine Faser, welche ursprünglich zeigte:

$$\left\{ \begin{array}{l} R_1 = 322,2 \\ R_2 = 328,2 \end{array} \right.$$

$$\text{nach einer halben Stunde} \left\{ \begin{array}{l} R_1 = 320,9 \\ R_2 = 327,1 \end{array} \right.$$

$$\text{nach vier Stunden} \left\{ \begin{array}{l} R_1 = 320,4 \\ R_2 = 327,0 \end{array} \right.$$

ergab, ohne dass während der Zwischenzeit irgend welche Manipulation am ganzen Apparat vorgenommen worden wäre.

Ein Grund, die Widerstände α und β durch den Druck nicht zu sehr herabzusetzen, obgleich die Empfindlichkeit des Verfahrens dadurch erhöht würde, war gegeben durch die Natur der zu messenden Fasern, die trotz aller Vorsicht sehr zerbrechlich sind und denen nicht zu viel zugemuthet werden durfte.

Als Beleg für meine Behauptung, dass man durch diese künstliche Gleichmachung der Widerstände α und β , welche übrigens bei meinen späteren Versuchen stets durch eine Verbindung beider besprochenen Methoden erreicht wurde, den Fehler unterhalb jeder gewünschten Grösse herabdrücken konnte, sei noch erwähnt, dass ich mit Leichtigkeit die Grenzen innerhalb $\frac{1}{10}$ Proc. des Gesamtwiderstandes einschloss, obgleich weder das Galvanometer besonders empfindlich, noch die Stromstärke (2 Daniell) gross war. So erhielt ich z. B.

gangswiderstände α und β verändert werden; und zwar, wie aus der obenstehenden Figur ersichtlich, auf folgende Weise:

Die Schrauben M und N hatten in der Mitte eine verticale Oeffnung, sodass die Nickeldrähte sich eben darin bewegen konnten; durch die Abwärtsbewegung der Schraubennutter wurden die Nickeldrähte herunter gedrückt und dadurch der Contact bei A bez. B fester; der Schraubengang war natürlich möglichst flach, um geringe Contactänderungen hervorbringen zu können.

Der gegenseitige Abstand der zwei Contactpunkte A und B der Faser mit den Nickeldrähten betrug bei allen Messungen 17 mm.

Die Hülfs widerstände H waren zwischen A und P und B und Q in Form von zwei Rheostaten eingeschaltet; der Widerstand jeder Multiplicatorrolle betrug 2975 S.E. Das Galvanometer war ein gewöhnliches Wiedemann'sches. Die Verbindung des Rheostaten und der Faser mit dem Element geschah der Umschaltung wegen wie bei Kohlrausch, durch eine gewöhnliche Wippe.

§ 4. Temperaturmessung.

Zur Temperaturmessung diente das Thermoelement von Le Chatelier aus Platin gegen eine Legirung von 90 Proc. Platin und 10 Proc. Rhodium; die beiden Drähte waren durch feine Pfeifenröhren geführt und gemeinsam von einer 1 cm dicken Porzellanröhre umgeben, um die Spitze gegen etwaige Einwirkung der von der Kohle bei der Destillation sich abscheidenden flüssigen oder gasförmigen Bestandtheile zu schützen. Die beiden Enden des Elements tauchten in zwei isolirte Quecksilbernäpfe, welche von einem Wasserbad von 13° umgeben waren. Die Aichung des Thermoelements geschah durch Vergleichung mit dem Braun'schen Pyrometer.¹⁾ Wie zu erwarten war, wuchs die thermoelectrische Kraft des Elements von circa 400° C. an linear mit der Temperatur. Als Galvanometer diente dasselbe Wiedemann'sche, wie zu den Widerstandsmessungen; zu diesem Zweck war eine weitere Spule von 240 Windungen eingeführt; ausserdem befand sich in dem Stromkreis ein Ballastwiderstand 8 S.E.

1) Braun, Electrotechn. Zeitschr., I. c.

§ 5. Behandlung der Kohlenfasern.

Der von mir benutzte Ofen, in welchem die Kohlenfasern ausgeglüht wurden, hatte auf beiden Seiten cylindrische Canäle, welche eine Oeffnung von 4 cm im Quadrat besaßen und durch welche eine 4 cm dicke Porzellanröhre eingeschoben wurde; beide Enden der Röhre ragten um ca. 20 cm aus dem Ofen heraus. Als Brennmaterial diente gut getrocknetes Buchenholz, mit welchem ich eine Temperatur von 1060° C. im Innern der Porzellanröhre erreichen konnte. Von der einen Seite wurde das Thermoelement bis zur Mitte der Röhre eingeführt und getrocknete Kohlensäure eingeleitet, von der anderen ein Porzellanschiffchen mit Kohlenfasern bis dicht unter die Spitze des Elements. Die Fasern wurden zunächst in feinem Kohlenpulver eingebettet und von einer Kohlensäure-Atmosphäre umgeben, unter langsamer Steigerung der Temperatur bis zur schwachen Rotgluth ungefähr 10 Stunden hindurch ausgeglüht. Wurde der Process zu schnell ausgeführt, so wurden die Fasern brüchig und durch den leichten Druck der Messingklötzchen und Metallfedern beschädigt. Beim Herausnehmen aus dem Ofen ergab sich keine Leitung der Fasern; nunmehr konnten sie einer plötzlichen Temperaturerhöhung ausgesetzt werden, ohne dass man eine Beschädigung oder Tordirung derselben zu befürchten gehabt hätte.

§ 6. Bereitung leitender Kohlenfasern durch Glühen.

Nach diesem einleitenden Verkohlungsprocess des Rohmaterials wurden die Fasern in Porzellanschiffchen in die Röhre eingeführt und ungefähr 15—20 Min. im Ofen gelassen unter möglichster Innehaltung derselben Temperatur durch Regulirung der Heizung und des Luftzuges, was allerdings nicht immer mit aller Strenge durchzuführen war. Die Fasern wurden möglichst schnell herausgezogen, ihr Widerstand gemessen und dann einer höheren Temperatur ausgesetzt. Bei der unten folgenden Tabelle I bedeuten die Klammern, dass verschiedene Fasern von demselben Material bei der in der zweiten Verticalreihe angegebenen Temperatur gemessen wurden. Der Grund der starken Abweichungen des Widerstandes der einzelnen Fasern voneinander — besonders bei

niedrigeren Temperaturen — liegt zum grössten Theil in der Unhomogenität des Materials, in etwaigen Beobachtungsfehlern und in der zur Zeit dieser Messungen mir noch nicht bekannten Thatsache, dass die Fasern nach Erkalten mit der Zeit ihren Widerstand vergrössern; übrigens dürfen uns diese Abweichungen nicht sehr wundern, da ja selbst in den Glühlampenfabriken, wo doch die Fasern einer viel höheren Temperatur ausgesetzt werden, Unterschiede des Widerstandes bei den einzelnen Fasern vorkommen. Die Dicke der geglühten Fasern wurde mit einem Ocularmikrometer gemessen.

Tabelle I.

Temperatur		Widerstand in S. E. bei Zimmertemperatur von		
Galvanometer- ausschläge vom Thermoelement in Scalentheilen	Celsius Scala	Breiten Bambusfasern Breite: 1,6 mm Dicke: 0,15 mm	Dicken, runden Cellulosefasern Durchmesser: 0,45 mm	Dünnen, runden Cellulosefasern Durchmesser: 0,24 mm
250	695°	Kaum merkliche Leitung		
270	735	{ 10 400 9 800	{ 8 500 6 900 8 400	über 10.000
275	745	6 200	{ 7 100 5 800	
285	765		830	
290	780	970	{ 620 790 835	{ 3 400 3 600 3 300
300	800	{ 345 310	{ 600 450 480	
310	820	{ 147 153	{ 195 198 189	{ 730 770 745
360	920	{ 71 68	{ 89 95 88	{ 350 380 370
390	980	{ 45 42	{ 60 58 61	
430	1060	{ 37 33	{ 56 48 53	{ 198 190 195

Die Zahlen der Tabelle I zeigen, dass der Uebergang in den leitenden Zustand ausserordentlich rasch vor sich geht.

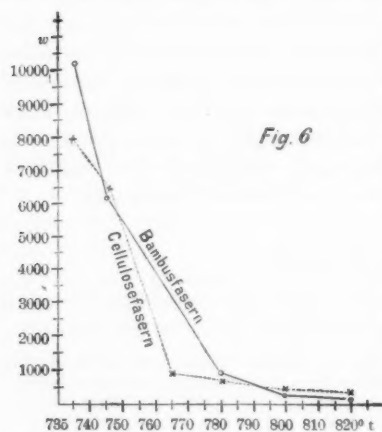


Fig. 6

Die Fig. 6, in welcher die Temperatur als Abscisse, der Widerstand als Ordinate aufgetragen ist, erläutert für die breite Bambus- und die dicken, runden Cellulosefasern dieses Verhalten.

Eine höhere Temperatur als 1060° C. wurde nicht erreicht; übrigens ergibt sich aus der Zahlen-tabelle sehr deutlich, dass der Widerstand mit noch höher werdender Temperatur immer weniger abnimmt und sich einem Grenzwert nähert.

§ 7. Rückfall in den nichtleitenden Zustand.

Fasern, welche etliche Zeit nach Erkalten gemessen wurden, zeigten auffallender Weise grösseren Widerstand als gleich nach dem Ausglühen.

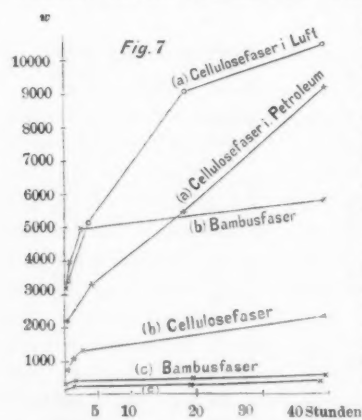


Fig. 7

Da man zunächst auf Einwirkungen von Gasocclusion, welche ja bei frisch geglüheter Kohle besonders stark ist, gefasst sein musste, so wurden Versuche in der Weise veranstaltet, dass direct nach dem Herausziehen der Fasern aus dem Ofen eine Faser in Petroleum getaucht wurde, während die übrigen an der Luft blieben. Der Versuch wurde mit Fasern ausgeführt, die zu verschiedenen hohen Temperaturen erhitzt waren. Ob die Fasern lange (etliche Stunden)

der betreffenden Temperatur oder kurze Zeit (15'—20') ausgesetzt waren, schien auf den Rückfall ohne jeglichen Einfluss zu sein.

Tabelle II.

Die Versuche ergaben:

a) Bei schwach geglühten Fasern (höchste erreichte Temperatur 755° C.)

Zeit nach Erkalten	Runde, dicke Cellulosefaser an der Luft (Durchmesser: 0,44 mm)	Runde, dicke Cellulosefaser in Petroleum (Durchmesser: 0,44 mm)
Sofort	3 400	2 100
3 Stunden	5 100	3 200
18 "	9 000	5 000
100 "	über 10 000	9 400

b) Bei mässig geglühten Fasern (höchste erreichte Temperatur 770° C.)

Zeit nach Erkalten	Runde Cellulosefaser in Luft (Durchmesser: 0,44 mm)	Runde Bambusfaser an der Luft (Durchmesser: 0,30 mm)
Direct	830	3 400
45 Minuten	1 200	4 000
2 Stunden	1 550	4 940
40 "	2 500	5 900
100 "	2 800	6 400

c) Bei stark geglühten Fasern (höchste erreichte Temperatur 820° C.)

Zeit nach Erkalten	Runde Cellulosefaser in Luft (Durchm.: 0,44 mm)	Runde Bambusfaser in Petroleum (Durchm.: 0,30 mm)	Runde Bambusfaser an der Luft (Durchm.: 0,30 mm)
Sofort	119	—	260
2 Stunden	143	235	295
19 "	192	320	367
40 "	232	350	407

Diese Widerstandsänderung mit der Zeit wird durch die graphische Darstellung (Fig. 7) erläutert, in welcher die Zeit als Abscisse, der Widerstand als Ordinate aufgetragen ist.

Dass also die Absorption von Gasen eine vorwiegende Rolle spiele, ist hiernach wenig wahrscheinlich. Vielmehr wird man einen labilen Zustand der Kohle in der Modification annehmen müssen. Dass immerhin die mit der Zeit wachsenden Widerstände sich einer Grenze nähern, zeigen die vorhergehenden

Versuche; es bleibt nämlich unter allen Umständen ein gewisser Rest von Leitungsfähigkeit übrig, der aber desto geringer ist, je weniger hoch die Temperatur der Faser war.

Da diese sonderbare Erscheinung direct nach dem Erkalten am stärksten auftritt, so musste man darauf gefasst sein, dass schon während des Erkaltes, d. h. der plötzlichen Temperaturabnahme von 700° auf Zimmertemperatur, eine starke Zunahme des Widerstandes stattfindet; es musste also der Widerstand der Fasern bei den hohen Temperaturen selbst gemessen werden.

§ 8. Widerstand der Kohlenfasern bei hohen Temperaturen.

Die Hauptschwierigkeit bestand in der Auffindung eines sicheren Contactes. Das Anlöthen beider Enden der Kohlenfasern erschien nicht zweckmässig, schon aus dem Grunde, weil sich bei höheren Temperaturen der Contact lockert; auch die galvanoplastische Verkupferung war bei der Empfindlichkeit des Materials nicht gut möglich. Ich benutzte deshalb im wesentlichen die Art des Contactes, welcher früher in den Glühlampenfabriken gebraucht wurde¹⁾, nämlich eine Klebemasse aus gepulvertem Graphit und Gummi als Bindemittel. Die von mir bereitete Masse erwies sich als gut leitend. Die Versuche wurden in folgender Weise ausgeführt: An beiden Enden eines Porzellanschiffchens wurde eine solche Klebemasse aufgetragen; in dieselbe tauchten die eisernen Zuleitungsdrähte zum Galvanometer, welche der besseren Isolirung halber durch feine Pfeifenröhren hindurchgingen. Die an beiden Enden des Porzellanschiffchens befindlichen Klebemassen waren zunächst direct durch die auf ihren Widerstand zu prüfende Faser verbunden; diese einfache Anordnung erwies sich jedoch als unbrauchbar, da sich beim Erkalten die Fasern sehr stark zusammenziehen und infolge dessen zerreißen. Um diesem Uebelstand abzuhelpen, wurden die Enden der Faser zunächst durch denselben Kitt mit zwei Spiralfedern und letztere dann mit der Klebemasse verbunden. In dieser Weise gelangen die Versuche recht gut, vorausgesetzt, dass ich nicht über eine Temperatur von 900° C. ging; darüber hinaus lockerte sich nämlich der Contact.

1) E. A. Krüger. Die Herstellung der electrischen Glühlampe p. 34. 1894.

Das Porzellanschiffchen nahm in der grossen Porzellanröhre gerade dieselbe Stellung ein, wie bei den früheren Versuchen. Die Widerstandsmessung geschah nach der gewöhnlichen Differentialmethode.

Die ersten Versuche bethätigten voll und ganz meine Erwartungen, insofern als bereits während der Abnahme der Temperatur im Ofen selbst der Widerstand der Fasern ausserordentlich stark zunimmt. Bei einer Temperatur von circa 680° C. war der Widerstand einer Faser bis auf 1700 S. E. gesunken. Ich liess nun die Faser im Ofen selbst sehr langsam erkalten und erhielt:

nach Minuten	Widerstand (S. E.)
0	1700
10	2700
29	5200
45	7600

Am folgenden Tag betrug der Widerstand weit über 10000 S. E. Bei erneuter Erwärmung begann dasselbe Spiel von neuem und hatte denselben Ausgang. Eine drei bis vier Stunden lange Innehaltung der höchsten Temperatur schien den Rückbildungsprocess in keinerlei Weise zu beeinflussen.

Tabelle III.

Runde Bambusfaser: Länge 10 mm Durchmesser 0,3 mm (Schnelle Feuerung)			Runde Cellulosefaser: Länge 15 mm Durchmesser 0,44 mm (Langsame Feuerung)		
Temperatur		Widerstand	Temperatur		Widerstand
Thermoelement	Celsiusgrade		Thermoelement	Celsiusgrade	
182	550	36 000	220	630	9 000
214	620	22 000	252	695	1 000
224	640	12 000	274	745	200
231	654	9 000	207	795	50
254	703	3 700	312	824	24
278	752	900	338	876	15
283	780	<div style="display: inline-block; vertical-align: middle;"> <div style="border-left: 1px solid black; border-right: 1px solid black; padding: 0 5px;"> 400 200 110 </div> </div>			

Die Klammer bedeutet eine Abnahme des Widerstandes während einer 20 Minuten dauernden Innehaltung derselben Temperatur.

Bei noch weiterer Temperaturerhöhung wächst der Widerstand der Faser wieder, ohne Zweifel infolge der Lockerung des Graphitkittes.

Die systematischen Versuche ergaben für die Abnahme des Widerstandes von noch nicht leitenden Fasern mit steigender Temperatur die in Tab. III angegebenen Resultate.

Um nun zu sehen, ob bei einer zweiten Erwärmung die Faser sich ebenso wie das erstemal verhalten würde, vorausgesetzt, dass durch die erste Erwärmung noch keine dauernde beträchtliche Leitung erzielt war, so wurde wie bei den vorhergehenden Versuchen die Faser während der Erwärmung gemessen, sodann im Ofen erkalten gelassen, und dann zum zweiten Mal erwärmt.

Die Versuche ergaben:

Tabelle IV.

Runde Bambusfaser: Länge 16 mm, Durchmesser 0,30 mm					
1. Feuerung			2. Feuerung		
Temperatur		Widerstand	Temperatur		Widerstand
Thermoelement	Celsiusgrade		Thermoelement	Celsiusgrade	
216	624	15 000	8		9 000
255	705	2 200	25		6 000
279	754	400	59		3 000
141	465	600	165	515	850
102	370	1 000	235	660	500
Am folgenden Morgen		üb. 10 000	260	715	400
			286	767	200
			299	798	120

Wie aus der Tabelle IV hervorgeht, ist der Verlauf bei der zweiten Feuerung *nicht* identisch mit dem bei der ersten. Es fragt sich nun, ob dies in der Natur der Kohle liegt oder dadurch bedingt ist, dass die Faser bei der ersten Feuerung eine bestimmte Leitungsfähigkeit erhalten hat, welche ihr Verhalten für sämtliche tiefer liegende Temperaturen bestimmt. War dies letztere der Fall, so musste sich die Faser bei der dritten genau so wie bei der zweiten Feuerung verhalten, wenn nur die Maximaltemperatur der ersten Feuerung beide Male nicht überschritten wurde. Versuche, welche in der Richtung mit mässig leitenden Fasern ausgeführt wurden, ergaben:

Tabelle V.

Dicke, runde Cellulosefaser
(Durchmesser 0,44 mm; Länge 12 mm)
zeigte bei Zimmertemperatur 247° S. E.; hatte bei der ersten Feuerung
eine Temperatur von 285 Scalentheilen erreicht.

II. Feuerung		III. Feuerung (am folgenden Morgen)	
Thermoelement	Widerstand	Thermoelement	Widerstand
64	470		
70	380	71	350
73	330		
88	295		
118	250	128	215
147	195	140	200
174	160	160	180
202	135	178	156
225	122		
Am folgenden Morgen	1490		

Hier habe ich die entsprechenden Temperaturen in Celsiusgraden nicht beigelegt, weil sie ohne Bedeutung sind und uns nur die relative Temperatur interessirt. Zu bemerken wäre hierbei noch, dass ich bei der II. Feuerung viel länger bei den niedrigen Temperaturen verbleiben musste, bis eine Constanz des Widerstandes eintrat, als bei der III. Feuerung, was leicht daraus zu erklären ist, dass der Widerstand noch nicht auf seinen endgültigen Werth gestiegen war, als bereits die III. Feuerung begann. Es geht also aus diesen letzten Versuchen hervor, dass der Widerstand der Fasern bei den verschiedenen Temperaturen nur von der höchst erreichten Temperatur abhängt und durch mehrmaliges Erhitzen unterhalb derselben nicht gesteigert wird.

§ 9. Einfluss der Zeit.

Die Frage, ob überhaupt die Dauer der Erwärmung auf den späteren Verlauf der Faser von Einfluss sei, konnte bei denjenigen Versuchen, bei welchen die Fasern erst nach Erkalten gemessen wurden, nicht entschieden werden, und erhielt ich innerhalb der Abweichungen der einzelnen Fasern voneinander dieselben Widerstände, ob ich nun die Fasern fünfzehn Minuten oder eine Stunde und länger der betreffenden

Temperatur aussetzte. Auch der Rückfall in den nichtleitenden Zustand wurde — wie schon früher erwähnt — in keiner Weise durch langes, drei bis vier Stunden dauerndes Innehalten derselben Temperatur vermindert. Dass jedoch die Faser immerhin eine gewisse Zeit braucht, um den der betreffenden Temperatur entsprechenden Widerstand zu erhalten, zeigt die Tabelle III, wo die Faser während 20 Minuten der Temperatur 780° C. ausgesetzt, ihren Widerstand von 400 auf 110 S. E. verminderte. Um zu sehen, ob vielleicht bei der einer beginnenden Leitung entsprechenden Temperatur während der Erhitzung eine Aenderung des Widerstandes mit der Zeit bemerkbar sein würde, untersuchte ich eine Faser darauf hin bei einer Temperatur von circa 600° C. und erhielt:

Tabelle VI.

Zeit	Temperatur		Widerstand S. E.
	Thermoelement	Celsiusgrad	
11° 30'	205	600	15 000
11 35	212	616	13 200
11 47	209	608	13 000
11 56	212	616	11 900
12 6	206	602	12 100
12 20	210	612	11 700
12 26	210	612	11 100
12 40	212	616	10 400

Besondere Vorsicht wurde darauf gelegt, dass die Temperatur von 212 Scalentheilen (616° C.) nicht überschritten wurde. Es sinkt also während einer Erwärmung von 1 Stunde 5 Minuten der Widerstand von 13 200 auf 10 400 und zwar in den ersten

21 Minuten von 13 200 auf 11 900

in den folgenden 44 Minuten von 11 900 auf 10 400

und scheint sich erst allmählich einer Grenze zu nähern. Ja, bei einem Versuche, bei welchem ich 4 Stunden lang die Faser einer Temperatur von 650° C. aussetzte, nahm der Widerstand bis zum Schluss — allerdings sehr langsam — aber fortwährend ab, was jedoch nicht verhinderte, dass nach Erkalten die Rückbildung in eben derselben Weise vor sich ging, wie

bei den anderen Fasern, die derselben Temperatur ausgesetzt waren. Es ist also anzunehmen, dass man durch langes Erhitzen bei niedrigeren Temperaturen nicht den Einfluss der höheren Temperaturen ersetzen kann.

§ 10. Resultate und Zusammenfassung.

Als erstes Resultat ergibt sich, dass der Uebergang der Kohle aus der nichtleitenden in die leitende Modification ausserordentlich schnell vor sich geht und zwar in einer und derselben Weise bei sämmtlichem von mir untersuchten Material, dass jedoch mit dem Erkalten ein Rückbildungsprocess eingeleitet wird, der zuerst schnell, dann immer langsamer vor sich gehend, etliche Tage, ja sogar Wochen fort-dauert. Diese Rückbildung ist desto ausgeprägter, je niedriger die höchste erreichte Temperatur war, je schlechter also die Kohle von Anfang an leitete.

Im wesentlichen lässt sich das ganze Verhalten der Fasern in folgender Weise beschreiben:

Ihr Widerstand (w) ist eine Function:

1. Der höchsten Temperatur (θ), welcher sie ausgesetzt war.
2. Der Zeit (t), welche seit dem Erhitzen verflossen ist.
3. Der Temperatur (u), bei welcher sich die Faser befindet.

Setzt man $w = f(\theta, t, u)$, so zeigen die Versuche, dass:

$(-\partial w / \partial \theta)$ mit wachsendem (θ) kleiner wird und sich der Grenze 0 nähert (vgl. Fig. 6),

$(\partial w / \partial t)$ mit der Zeit und mit wachsendem θ abnimmt (vgl. Fig. 7),

$(-\partial w / \partial u)$ mit steigendem (u) abnimmt (vgl. Tab. V).

Ob wir es mit einer Umwandlung von amorpher Kohle in Graphit zu thun haben,¹⁾ ist wegen der Unsicherheit der chemischen Methoden nicht untersucht worden, auch erscheint es bei dem Rückbildungsprocess nicht wahrscheinlich. Eine

1) Vgl. Bartoli, N. lim. (3) 15. p. 203—210. 1884.

moleculare Umwandlung wird man jedoch annehmen müssen, die sich beim Erkalten allmählich wieder zum grössten Theil auflöst, wenn die erreichte Temperatur nicht hoch genug war.

Zum Schlusse gestatte ich mir, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. Braun, für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie für seine vielfache Unterstützung meinen aufrichtigen Dank auszusprechen.

Strassburg i. E., Physik. Institut, Juni 1896.

**7. Nachtrag zu: Die Wirkung
des Magnetismus auf die electromotorische Kraft;
von Alfred H. Bucherer.**

Ueber die Einwirkung des Magnetismus auf die Kraft eines Elementes, dessen eine oder beide Electroden aus paramagnetischem Material bestehen, habe ich in dieser Zeitschrift¹⁾ eine experimentelle Arbeit veröffentlicht. Als Hauptresultat meiner Untersuchungen hatte ich festgestellt, dass die von der Magnetisirung herrührenden, beobachtbaren Kräfte nicht von einer Aenderung des electrochemischen Potentials des magnetisirten Eisens herrühren können, sondern von Concentrationsänderungen, welche die Lösung an der magnetisirten Electrode durch die Auflösung der letzteren erfährt.

Die von Duhem²⁾ berechnete Potentialdifferenz der Kette

Fe magn. | Fe SO₄ | Fe nicht magn.,

nämlich

$$E = \frac{\lambda M^2}{2 \delta F},$$

wo M die Intensität der Magnetisirung und F die Susceptibilität des weichen Eisens bedeutet, kann deshalb als messbare Quantität bei diesen Erscheinungen nicht in Frage kommen. Gleichwohl lassen sich aus der von Duhem gegebenen Beziehung einige wichtige Consequenzen ziehen. Dies zu zeigen, ist der Zweck dieser Mittheilung.

Der Vorgang in obiger Kette besteht darin, dass beim Stromdurchgang das nicht magnetisirte Eisen sich löst, um sich auf der magnetisirten Electrode nieder zu schlagen. Wir sehen von den Erscheinungen der Concentrationsänderungen, welche ja auch in der Gleichung nicht berücksichtigt sind, ab. Der Vorgang ist also eine isotherme Destillation des Eisendampfes von der ausserhalb des Feldes befindlichen Electrode zu der magnetisirten Electrode. Solche Destillationen lassen sich,

1) A. H. Bucherer, Wied. Ann. 58. p. 564—578. 1896.

2) P. Duhem, De l'aimantation par infl. Paris 1888.

wie zuerst von Des Coudres¹⁾ bei der Erörterung von Strömen, welche zwischen Quecksilberelectroden verschiedener Oberflächenkrümmung fliessen, gezeigt wurde, auf verschiedene Dampfspannung der Electroden zurückführen. Demgemäss dürfen wir dem Eisen ausserhalb des Feldes eine grössere Dampfspannung zuschreiben als dem magnetisirten Eisen. Bezeichnen wir die Dampfspannung des nicht magnetisirten Eisens mit p_n und die des magnetisirten mit p_m , so ist für den Werth der Potentialdifferenz zu setzen:

$$E = \frac{RT}{23040 \times 2} \log_e \frac{p_n}{p_m}.$$

Daher

$$(1) \quad \frac{M^2 \lambda}{F^2 \delta 10^7} = \frac{RT}{23040 \times 2} \log_e \frac{p_n}{p_m}.$$

Es sei noch bemerkt, dass der Einfluss, welchen die Eisensalzlösung auf die Kraft der Kette in Folge ihrer magnetischen Susceptibilität haben würde, durch beliebig starke Verdünnung eliminirt werden kann. — Da die Intensität M gleich FH gesetzt werden kann, wo H die Feldstärke bedeutet, so kann auch gesetzt werden:

$$(2) \quad \frac{FH^2 \lambda}{2 \delta 10^7} = \frac{RT}{23040 \times 2} \log_e \frac{p_n}{p_m}.$$

Aus dieser bemerkenswerten Beziehung lassen sich nun experimentell prüfbare Relationen für thermoelectrische Erscheinungen ableiten. Um dies zu zeigen, sei es gestattet in Kürze die von mir²⁾ gegebene Gleichung für thermoelectrische Kräfte, welche eine Beziehung zwischen electromotorischer Kraft und Aenderung der Dampfspannung der Metalle mit der Temperatur darstellt, abzuleiten. Von dem thermodynamischen Princip ausgehend, dass es für die Grösse einer umkehrbaren Arbeitsleistung, welche aus einer Zustandsänderung eines Systems zu erzielen ist, gleichgültig ist, auf welchem Wege das System aus seinem Anfangszustand in den Endzustand übergeführt wird, ist zunächst ein Weg ausfindig zu machen, auf dem die beiden das Thermoelement bildenden Metalle aus ihren Anfangszuständen, d. h. aus ihrem Zustand

1) Des Coudres, Wied. Ann. 46. p. 292. 1892.

2) A. H. Bucherer, Electrochem. Zeitschr. 5. p. 103. 1896.

bei der höheren Temperatur der heissen Löthstelle unter maximaler Arbeitsleistung auf ihren Endzustand, das ist auf ihren Zustand bei der tieferen Temperatur der kalten Löthstelle übergeführt werden können. Eine Vereinfachung dieses Problems fliesst aus dem Gesetz der Zwischenmetalle, gemäss welchem die electromotorische Kraft eines Thermostromes sich auf zwei voneinander unabhängige Theile bezieht, von denen sich ein jeder von jedem einzelnen Metalle herschreibt. Wir dürfen uns daher mit der Zustandsänderung eines einzelnen Metalles beschäftigen. Erwägen wir ferner, dass gemäss den Principien der Thermodynamik jede Zustandsänderung einer festen oder flüssigen Phase derjenigen der mit ihr im Gleichgewicht befindlichen gasförmigen bzw. dampfförmigen Phase gleichgesetzt werden kann, so reducirt sich unser Problem zunächst auf die Berechnung der Arbeitsleistung, die bei der Ueberführung des gesättigten Dampfes des Metalles von der Temperatur T_1 der heissen Löthstelle auf die Temperatur T_0 der kalten erzielt werden kann. Ist das betrachtete Metall Quecksilber, so entsprächen die vielen einzelnen, zwischen der heissen und kalten Stelle verteilten Kraftelemente Arbeitselementen, welche von der Dampfspannung des Quecksilbers, die wie die Temperatur von Punkt zu Punkt variirt, abhängig wären. Nun ist es eine experimentelle Thatsache, dass die electromotorische Kraft von der Temperaturvertheilung zwischen heisser und kalter Löthstelle nicht beeinflusst wird. Die Summirung der zwischen den Grenzpunkten vertheilten Arbeitselemente, welch' letztere räumlich aufeinander folgen, kann daher — und dies ist für unsere Ueberlegungen von Wichtigkeit — auch einer Summirung von zeitlich aufeinander folgenden Arbeitselementen gleichgesetzt werden. Es wäre demgemäss die Arbeit zu berechnen, die bei der Ausdehnung des bei T_1 gesättigten Dampfes des Quecksilbers bis zu dem bei T_0 eingenommenen Volum geleistet wird, wenn der Dampf beständig bei seiner Ausdehnung gesättigt bleibt und sich während seiner Abkühlung auch nicht condensirt. Um aus dieser Arbeit eine Beziehung für die electromotorische Kraft abzuleiten, muss die Annahme gemacht werden, dass die Quantität des an einer Umwandlung von Wärmeenergie in electricische theilnehmenden Quecksilbers in einer analogen Beziehung zur über-

gehenden Electricitätsmenge steht, wie bei electrochemischen Vorgängen die Quantität der umgesetzten Substanzen. Die Thatsache, dass die thermoelectrischen Kräfte von den Dimensionen des Thermopaars unabhängig sind, scheint mir die Nothwendigkeit einer solchen Annahme zu bedingen. Dies ist noch einleuchtender, wenn wir den Zusammenhang des Faraday'schen Gesetzes mit dem Gesetz der Erhaltung der Energie hervortreten lassen; nämlich: die aus einer chemischen Reaction zu erzielende Arbeit ist proportional der Quantität der reagirenden Substanzen (Forderung der Thermodynamik); die Kraft eines Elementes, welches chemische in electriche Energie umwandelt, ist von den Dimensionen des Apparates, d. h. von den in der Zeiteinheit durchgehenden Electricitätsmengen unabhängig (Erfahrungsthatsache); daher: die in der Zeiteinheit durchgehenden Electricitätsmengen sind proportional den in Reaction getretenen Substanzen. Mutatis mutandis kommen wir so zum Schluss, dass die Grösse der thermoelectrischen Ströme proportional ist der Anzahl von thermoelectrischen Aequivalenten, welche an der Umwandlung theilnehmen.

Nunmehr können wir zur Rechnung übergehen. Dehnt ein Grammatom Quecksilberdampf sich aus, so können wir die elementare Arbeit setzen:

$$dW = P dv.$$

Die Dampfspannung P ist eine Temperaturfunktion

$$P = f(T).$$

Sind die Gasgesetze auf die Ausdehnung des gesättigten Dampfes anwendbar, so ist

$$Pv = RT,$$

daher $dW = R[dT - T d \log_e f(T)]$.

Also die Arbeit bei Ausdehnung eines Grammmolecöls zwischen T_1 und T_0

$$W_{T_1 T_0} = R \int_{T_1}^{T_0} \left(1 - T \frac{d \log_e f(T)}{dT} \right) dT.$$

Ist n die Anzahl der in einem Grammmolecul enthaltenen electrothermischen Aequivalente, so ist diese Arbeit bezogen auf die Ausdehnung eines solchen Aequivalentes

$$(3) \quad W_a = \frac{R}{n} \int_{T_1}^T \left(1 - T \frac{d \log_e f(T)}{dT} \right) dT$$

oder in electrischem Maasse:

$$(4) \quad E = \frac{R \cdot 4 \cdot 2}{n} \int_{T_1}^{T_2} \left(1 - T \frac{d \log_e f(T)}{dT} \right) dT.$$

Das mit dem Quecksilber combinirte zweite Metall liefert einen analogen Werth und die Gesamtkraft der Kette ist demnach die Differenz dieser beiden Werthe. Da das electrothermische Aequivalent der Metalle nicht bekannt ist und nur beim Quecksilber die Dampfspannung als Temperaturfunction bestimmt ist, so ist im allgemeinen eine experimentelle Prüfung nicht möglich. Hingegen lässt sich die electromotorische Kraft eines aus nicht magnetisirtem Eisen und magnetisirtem Eisen gebildeten Thermopaars berechnen, wenn das Aequivalent des Eisens bekannt ist, und umgekehrt lässt sich aus der experimentell festgestellten electromotorischen Kraft in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur auf die Grösse des thermoelectrischen Aequivalentes schliessen. Setzen wir nämlich die Dampfspannung des nicht magnetisirten Eisens

$$p_n = f(T)$$

und die Dampfspannung des magnetisirten Eisens

$$p_m = q(T),$$

so ist gemäss der Gleichung (4), wenn n_1 das thermoelectrische Aequivalent des Eisens ist, die electromotorische Kraft des Thermopaars:

$$(5) \quad \left\{ \begin{aligned} E &= \frac{R \cdot 4 \cdot 2}{n_1} \int_{T_1}^{T_2} \left(1 - T \frac{d \log_e q(T)}{dT} \right) dT \\ &\quad - \frac{R \cdot 4 \cdot 2}{n_1} \int_{T_1}^{T_2} \left(1 - T \frac{d \log_e f(T)}{dT} \right) dT. \end{aligned} \right.$$

Nach Gleichung (4) ist nun

$$\frac{F H^2 \lambda}{2 \delta 10^7} = \frac{R T}{2 \times 23040} \log_e \frac{p_n}{p_m}.$$

Zur Vereinfachung setzen wir:

$$\frac{23040 \lambda}{\delta 10^7 R} = a$$

und dann ist

$$(4a) \quad a K_H H^2 = T \log_e p_n - T \log_e p_m,$$

wenn K_H die Susceptibilität des Eisens bei der constanten Feldstärke H .

p_m ist also eine Function von T , von K_H und p_n und K_H ist eine Function von T . Ueber die Abhängigkeit von K_H von der Temperatur sind viele Bestimmungen gemacht worden. wir können daher als bekannt setzen:

$$(6) \quad K_H = f''(T).$$

Zunächst schreiben wir den Werth für $d \log_e p_m$.

Es ist nämlich

$$d \log p_m = \frac{\partial \log_e p_m}{\partial T} dT + \frac{\partial \log_e p_m}{\partial K_H} \frac{\partial K_H}{\partial T} dT + \frac{\partial \log_e p_m}{\partial p_n} \frac{\partial p_n}{\partial T} dT.$$

Aus (4a) ist

$$\frac{\partial \log_e p_m}{\partial T} = \frac{a K_H H^2}{T^2} = \frac{a f''(T) H^2}{T^2},$$

ferner

$$\frac{\partial \log_e p_m}{\partial K_H} = - \frac{a H^2}{T},$$

und

$$\frac{\partial K_H}{\partial T} = \frac{d f''(T)}{d T}$$

$$\frac{\partial \log p_m}{\partial p_n} = \frac{1}{p_n}$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial T} = \frac{d f(T)}{d T}.$$

Setzen wir diese Werthe in (5) ein, so ergibt sich als Werth der electromotorischen Kraft des Thermopaares

$$(7) \quad E = \frac{R a P^2 4.2}{n_1} \int_{T_1}^{T_0} \left(\frac{d f'(T)}{d T} - \frac{f'(T)}{T} \right) d T.$$

In den electrochemischen Elementen geht der Strom von der Electrode, welche die höhere Dampfspannung besitzt, zu derjenigen mit geringerer Dampfspannung und da bei der magnetisirten Electrode im Thermoelemente die Dampfspannungen bei den beiden Temperaturen der Löthstellen grössere Differenzen zeigen, als beim nicht magnetisirten Eisen, so müsste der Strom bei grossen Feldstärken an der heissen Löthstelle vom nicht magnetisirten zum magnetisirten Eisen gehen. Dies wurde thatsächlich bereits im Jahre 1856 von Sir W. Thomson beobachtet.

Beim Nickel und Cobalt müsste die Kraft bis zu derjenigen Temperatur T_1' , bis zu welcher die Susceptibilität mit der Temperatur zunimmt, steigen und wenn die Temperatur der heissen Löthstelle noch weiter erhöht wird, müsste die Kraft wieder abnehmen. Beim Nickel und Cobalt müsste bei mittleren Feldstärken der Strom bis T_1' eine entgegengesetzte Richtung haben, wie beim Eisen, vorausgesetzt natürlich, dass der Werth des Integrals des Subtrahenten das Vorzeichen von E in (7) nicht bestimmt; diese Einschränkung gilt auch für die Angabe der Stromrichtung beim Eisen. — Zwei Beobachtungswerthe von E , entsprechend zwei verschiedenen Temperaturdifferenzen, müssen denselben Werth von n_1 liefern, wodurch die Theorie bewiesen wäre.

8. Ueber die Potentialdifferenzen zwischen Metallen und Electrolyten; von O. Wiedeburg.

In seinem auf der letzten Naturforscherversammlung gegebenen Referat¹⁾ über die Frage der Berührungselectricität hob Hr. Nernst mit Recht hervor, dass die Classe der Potentialdifferenzen zwischen einem Metall und einem Electrolyten bisher die einzige sei, deren experimentelle und theoretische Behandlung weit genug vorgeschritten ist, um eingehende, einer scharfen Prüfung zugängige Schlüsse zu ergeben. Für die erwähnte allgemeine Frage kann man sich deshalb von einer gründlichen Erörterung dieses Specialgebietes für jetzt am ehesten Förderung versprechen. Hier sind aber gerade gegen den üblichen Ausgangspunkt der experimentellen Bearbeitung in den letzten Jahren Angriffe gerichtet worden, die Beachtung und Erledigung verdienen. Man hat bestritten, dass die Lippmann-Helmholtz'sche Theorie der capillarelectrischen Erscheinungen thatsächlich den Weg angebe, auf dem richtige Werthe der Potentialdifferenz zwischen Metallen (Quecksilber, Amalgamen) und Electrolyten ermittelt werden können. Ich möchte im Folgenden kurz zu zeigen versuchen, dass die in dieser Richtung vorgebrachten Gründe nicht stichhaltig sind, dass wir im Gegentheil von einer *sinn-gemässen* Anwendung der gedachten Theorie die besten Erfolge erwarten dürfen.²⁾

Rein energetische Schlüsse liefern uns für die Abhängigkeit der Oberflächenspannung T einer Quecksilberelectrode von ihrer Potentialdifferenz φ die Gleichung:

$$\frac{\partial T}{\partial \varphi} = -e,$$

wo die Dimensionen der Grösse e die einer Electricitätsmenge dividirt durch eine Fläche sind. Die Lippmann-Helmholtz'sche Auffassung deutet nun e als die Flächendichte der

1) W. Nernst, Beilage zu Wied. Ann. Heft 8. 1896.

2) Ich gebe damit im wesentlichen meine Ausführungen in der Discussion des Nernst'schen Referats wieder.

dem Metall *vorgelagerten*, an die Ionen des Electrolyten gebundenen Electricität — wird deshalb als die *Ladungstheorie* bezeichnet — und, während Helmholtz¹⁾ sich mit dem Hinweis begnügte, dass e und q gleichzeitig verschwinden müssen, führte Lippmann²⁾ später die Rechnung weiter, unter der Annahme, dass e proportional zu q , schreiben wir:

$$e = 2k \cdot q.$$

Man muss, glaube ich, festhalten, dass die Analogie, die danach zwischen einer polarisirten Electrode und einem geladenen Condensator besteht ($2k$ die Capacität) nicht das wesentliche ist, sondern die mathematische Formulirung der Beziehung zwischen e und q . Eine Annahme über diese Beziehung muss nothwendig zu der rein energetischen Gleichung hinzutreten, wenn diese integrirt werden soll, sie ist aber auch hinreichend, das Problem zu lösen. In der Integralgleichung

$$T = T_m - kq^2,$$

wo T_m den überhaupt möglichen Maximalwerth der Oberflächenspannung T bezeichnet, müssen wir nur noch die einer directen Messung unzugängliche Grösse q durch direct messbare ersetzen. Dazu genügt, ist aber auch erforderlich, die Anwendung des Ohm'schen Gesetzes, da auch beim Gleichgewicht der Electrode im allgemeinen ein Strom J im Kreise vom Gesamtwiderstand W besteht. Bezeichnet A die polarisirende electromotorische Kraft und q_n die als unveränderlich angesehene Potentialdifferenz an der zweiten, sehr grossen Electrode, die „natürliche“ Potentialdifferenz (gerechnet Quecksilber minus Electrolyt, während q umgekehrt gerechnet ist), so hat man

$$q = A - q_n - JW,$$

und danach

$$T = T_m - k(A - q_n - JW)^2.$$

Also nur im Fall des *stromlosen* Gleichgewichts wird das Maximum T_m der Oberflächenspannung erreicht für einen Werth der polarisirenden Kraft

$$A_m = q_n,$$

1) H. v. Helmholtz, *Wiss. Abh.* **1.** p. 925. 1881.

2) G. Lippmann, *Compt. rend.* **95.** p. 686. 1882, auch *Journ. de Phys.* (2) **2.** p. 119. 1883.

sonst findet man stets

$$A_m = q_n + J_m W.$$

Dieser selbstverständlichen Forderung unserer Theorie, dass im allgemeinen der direct beobachtete Werth A_m um eine gewisse Correctionsgrösse zu verkleinern ist, um die gesuchte Potentialdifferenz q_n zu erhalten, ist nun bisher, soweit ich sehe, in praxi noch nie genügt worden. Und doch kann man keineswegs von vornherein sagen, dass das Product $J_m W$ stets klein genug sei, um es zu vernachlässigen.

Verschiedenartige Vorgänge werden seinen Werth bestimmen. Einmal können durch dauernde „Occlusion“ und „Convection“ die polarisirenden Ionen gemindert werden; ein in seiner Stärke durch diese Vorgänge bestimmter Strom ist dann nöthig, den dynamischen Gleichgewichtszustand aufrecht zu erhalten. Ich habe in Anwendung meiner allgemeinen Auffassung der Polarisation und Electrolyse¹⁾ vor einiger Zeit gezeigt²⁾, wie in solchem Fall die Grösse φ sich als Function von A berechnet, und inwiefern die Curve, die T in seiner Abhängigkeit von A darstellt — das ist ja die thatsächlich experimentell ermittelte Beziehung — von ihrer idealen Gestalt einer Parabel abweicht, in vollkommener Uebereinstimmung mit den Ergebnissen der Versuche von Paschen³⁾, G. Meyer⁴⁾ u. a.

Ein anderer Fall ist der, dass man es nicht mit einem einzigen Electrolyten zu thun hat, sondern mit einem Gemisch mehrerer; eigentlich wird dieser Fall wohl stets vorliegen, schon durch die Betheiligung des Lösungsmittels. Ich meine nun, dass dann *stets*, d. h. für *alle* Werthe von A eine theilweise Ausscheidung *beider* Electrolyte statt hat, andererseits aber auch eine theilweise polarisirende Anlagerung der Ionen *beider*. Das Mengenverhältniss freilich hängt ganz von ihrer relativen „Zersetzbarkeit“⁵⁾ ab. Dann kann es vorkommen,

1) O. Wiedeburg, Wied. Ann. 51. p. 302. 1894; Zeitschr. f. physik. Chem. 14. p. 174. 1894.

2) O. Wiedeburg, Wied. Ann. 54. p. 64. 1895 (dort ist $1/e$ gebraucht statt k , q_n statt φ_n , T_0 statt T_n).

3) F. Paschen, Wied. Ann. 39. p. 43. 1890.

4) G. Meyer, Wied. Ann. 45. p. 508. 1892.

5) Die durch die Constante β meiner Theorie gemessen wird.

dass in der Gegend des Maximums der leichter zersetzbare Electrolyt durch seine Zersetzung einen lebhaften Strom unterhält, während der andere noch stark polarisirend wirkt. Auch hier wird dann ohne Berücksichtigung von $J_m W$ sich für q_n ein zu hoher Werth ergeben.

Thatsächlich haben die Abweichungen, auf die in erster Linie die Einwände gegen die Lippmann-Helmholtz'sche Theorie gegründet werden, diesen Sinn. Für Lösungen von Rhodankalium, Jodkalium, Schwefelnatrium finden Rothmund¹⁾ und Meyer²⁾ wesentlich grössere Werte von q_n , als sich berechnen, wenn man von der gesammten electromotorischen Kraft einer Combination, z. B.



die ziemlich sicher bekannte Potentialdifferenz der anderen Electrode (Hg | KCl) abzieht, unter Vernachlässigung der zwischen beiden Lösungen, und Meyer folgert daraus die Unrichtigkeit der Ladungstheorie. Dass die Zersetzungsverhältnisse in den genannten Lösungen, die complexe Salze des Quecksilbers enthalten, mehrfach abnorm sind, ersieht man aus den durch Rothmund's Ergebnisse veranlassten Versuchen von Bolton³⁾, ohne dass man dessen Erklärungsweise ganz beizustimmen braucht. Zur Prüfung der Lippmann-Helmholtz'schen Theorie dürften danach Versuche gerade mit solchen Lösungen nur dann geeignet sein, wenn man die oben dargelegte, durch die besonderen Umstände geforderte Berechnungsweise anwendet. Auch in den schon oft behandelten Fällen, z. B. einer H_2SO_4 -Lösung, scheint mir der vielfach angewandte Zusatz des entsprechenden Quecksilbersalzes, z. B. Hg_2SO_4 , nicht geeignet, einfachere Verhältnisse zu schaffen.⁴⁾ Sind meine Darlegungen richtig, so wird es sich im Gegentheil empfehlen, die Bildung von Hg-Salz möglichst zu verhindern, um die Curve der Oberflächenspannung ihrer einfachsten Gestalt, einer Parabel, nahe zu bringen. Es kommt eben darauf an, die von der Theorie als wesentlich angesehenen reinen Ladungserscheinungen

1) V. Rothmund, Zeitschr. für physik. Chem. 15. p. 1. 1894.

2) G. Meyer, Wied. Ann. 56. p. 680. 1895.

3) W. v. Bolton, Zeitschr. für Electrochemie. 2. p. 73. 1895.

4) Versuche von Gouy (Compt. rend. 114. p. 211. 1892) zeigen, wie sehr die Verhältnisse durch kleine Zusätze geändert werden können.

schon durch die Anordnung des Versuches möglichst hervortreten zu lassen, oder doch durch die Berechnung aus dem verwickelten Gesammtvorgang auszusondern.

Noch ein anderer Umstand beeinflusst die Gestalt der T, A -Curve. Wenn die Potentialdifferenz der Electrode bis zu ihrem, dem Maximum der Polarisation entsprechenden Werthe angestiegen ist, so bleibt dann natürlich die Oberflächenspannung constant, die Parabel geht über in eine der Abscissenaxe parallele Gerade. Eine ursprünglich anodische Potentialdifferenz $\varphi = -q_n$ ändert sich bei kathodischer Polarisation durch den Werth $\varphi = 0$ hindurch bis zu einem Werthe $\varphi = +q_m$; die Differenz der beiden Grenzwerte, also $q_m + q_n$, ist das Maximum der Polarisation. Wie der Werth von q_n die Länge des aufsteigenden Astes unserer Curve, so bestimmt der von q_m die des absteigenden. Ob diese beiden charakteristischen Grössen voneinander abhängig sind oder nicht, darüber lässt sich für jetzt aus dem geringen zuverlässigen Beobachtungsmaterial noch nichts schliessen. Das aber ist eben darum sicher, dass man aus dem Fehlen bez. der geringen Ausbildung des absteigenden Astes kein Argument gegen unsere Theorie hernehmen kann, wie man es wohl gethan hat. Insbesondere Erhöhung der Temperatur scheint q_m und damit den absteigenden Ast stark zu verkleinern.

Nach alledem genügt die *ursprüngliche* Lippmann-Helmholtz'sche Theorie, wie man sie kurz durch die Gleichung

$$T = T_m - k(A - q_n)^2$$

darstellen kann, allerdings nicht, um die Beobachtungsergebnisse zusammenzufassen, ich halte aber den Beweis *dafür* noch nicht erbracht, dass auch die im Vorstehenden dargelegte, eigentlich selbstverständliche *Erweiterung* dazu nicht ausreicht. Neue sorgfältige Versuche müssen hier entscheiden.

Die entgegenstehende *Leitungsstromtheorie* von Warburg¹⁾ gibt keinerlei Formel für den eigentlichen capillarelectrischen Vorgang, für T als Function von A , ihre insbesondere von G. Meyer²⁾ erstrebte Begründung ist dadurch schon sehr erleichtert. Die Heranziehung von Messungen an Tropfelectroden

1) E. Warburg, Wied. Ann. **41**. p. 1. 1890.

2) G. Meyer, Wied. Ann. **56**. p. 680. 1895.

genügt, um die oben erwähnten, zuerst von Rothmund nachgewiesenen Abweichungen sehr herabzudrücken. Ich kann daraus aber nicht schliessen, dass die „Leitungsstromtheorie des Capillarelectrometers den Thatsachen besser gerecht wird als die Ladungsstromtheorie“, denn durch jene Heranziehung haben sich aus der zu prüfenden Gleichung gerade jene Glieder fort, über die die erstere Theorie gar keine, die letztere sehr bestimmte Aussagen macht, nämlich die Potentialdifferenzen an einer zum Maximum der Oberflächenspannung polarisirten Electrode, die man *allgemein* als identisch ansieht mit denen einer gut functionirenden Tropfelectrode. Im übrigen möchte ich, was die Erklärungsweise der Leitungsstromtheorie anlangt, auf meine früheren Ausführungen verweisen. Die Stellung der beiden Theorien zu einander wird durch die auch von Nernst citirte Bemerkung Luggins¹⁾, „dass die von Helmholtz'sche Theorie einfache Gesetzmässigkeiten fordere, die sich nicht überall erfüllt zeigen, während die chemischen Theorien nicht im Stande sind, die gefundenen einfachen Gesetzmässigkeiten zu erklären“, nur in ihrem zweiten Theile völlig treffend gekennzeichnet.

Mit der Warburg'schen Theorie verwandt ist die von Nernst selbst vertretene Auffassung der electrocapillaren Erscheinungen²⁾, die sich vielfach mit der von Ostwald³⁾ deckt; danach ist „im Sinne der Auffassung von Helmholtz“ die Oberflächenspannung einer Quecksilberelectrode nur abhängig von ihrer Potentialdifferenz, diese aber andererseits völlig bestimmt durch die jeweilige Concentration der Hg-Ionen an der Kathode gemäss der bekannten von Nernst abgeleiteten logarithmischen Formel. Die Rolle der unabhängigen Veränderlichen spielt also hier nicht die polarisirende electromotorische Kraft, sondern jene Ionenconcentration, der experimentellen Behandlungsweise, wie mir scheint, wenig entsprechend.

Ich glaube, dass eine solche Anwendung der osmotischen Theorie nur dann am Platze ist, wenn es sich darum handelt, über die Abhängigkeit der experimentell auf dem eingangs besprochenen Wege bestimmten natürlichen Potentialdifferenz φ ,

1) H. Luggin, Zeitschr. f. physik. Chem. **16**. p. 677. 1895.

2) W. Nernst, l. c.

3) W. Ostwald, Zeitschr. f. physik. Chem. **16**. p. 180. (Ref.). 1895.

von anderen Zustandsgrößen etwas auszusagen. Die logarithmische Formel gibt dann die Beziehung zwischen q_n und der Concentration c_n der Hg-Ionen im natürlichen Gleichgewichtszustand. Nun gilt für die zugehörige natürliche Oberflächenspannung T_n die Gleichung:

$$T_n = T_m - k q_n^2;$$

ferner scheint es nach den bisherigen Messungen, dass die beiden Constanten T_m und k von der Natur der Lösung unabhängig sind; T_n wäre dann für eine jede Lösung durch deren q_n allein völlig bestimmt, wie das Lippmann und Paschen hervorheben, und nun erst könnte man mit Nernst weiter schliessen, dass T_n nur von c_n abhängt, derart, dass es mit abnehmender Löslichkeit der Quecksilbersalze zunimmt bis zu einem Maximum, um dann wieder zu sinken.

Nur für *solche* Erörterungen möchte ich die osmotische Theorie herangezogen wissen; der Weg, auf dem q_n experimentell zu ermitteln, ist nach meinen obigen Darlegungen ohne sie völlig gegeben.

Noch ein allgemeiner Gesichtspunkt verdient hervorgehoben zu werden: man kann, meine ich, nicht sagen, dass die osmotische Theorie Potentialdifferenzen, wie etwa q_n , zu berechnen lehre. Lediglich über ihre *Aenderung* mit veränderlicher Concentration (der umkehrbaren Ionen) sagt sie etwas aus, gerade wie sie auch nur *Aenderungen* des Gefrierpunkts, Siedepunkts, der Dampfspannung zu berechnen lehrt. Berücksichtigt man das, so kommt man schon von selbst zu einer zurückhaltenden Auffassung der ganzen Frage nach der Bedeutung der als electrolytische Lösungstension bezeichneten Integrationsconstanten.

Ich wollte im Vorstehenden zeigen, unter welchen Gesichtspunkten meiner Meinung nach die Frage der Berührungselectricität auf unserm Specialgebiet zu behandeln ist: Die näher besprochene Anwendung der Lippmann-Helmholtz'schen Theorie wird die richtigen Werthe der Contactpotentialdifferenzen liefern, sie wird weiter zeigen, ob thatsächlich, wie es fast scheint, die Constante k („Initialcapacität“) einen allgemeingültigen Werth hat, und dadurch vielleicht Veranlassung zu weitergehenden Erörterungen geben. Sind an einer

grösseren Anzahl wohldefinirter Lösungen die Werthe für die natürliche Potentialdifferenz φ_n und ebenso für die dem Polarisationsmaximum entsprechende φ_m bestimmt, dann wird man in der Lage sein, einerseits über das gegenseitige Verhältniss dieser beiden Grössen nähere Schlüsse zu ziehen, andererseits über ihre Abhängigkeit von Concentration, Temperatur etc., wobei nun die thermodynamischen Betrachtungen (im Verein mit den osmotischen) die Wege zu weisen haben.

Leipzig, im October 1896.

**9. Nachträgliche Bemerkungen zu meiner Arbeit:
„Ueber das magnetische Verhalten galvanischer
Niederschläge; von W. Leick.**

In der oben citirten Arbeit, die im Augustheft dieser Annalen abgedruckt ist, hatte ich für einen galvanischen Niederschlag von Nickeleisen eine Magnetisirung von 1836 *absoluten* Einheiten gefunden. Ich gab an, dass dies meines Wissens der höchste Werth sei, der überhaupt je erreicht worden ist. Das war noch bei Abschluss meiner Arbeit, welche im März dieses Jahres als Inaugural-Dissertation eingereicht wurde, wirklich der Fall. Inzwischen hat Herr H. du Bois bei den mit Taylor Jones gemeinsam am 1. Mai 1896 der Physikalischen Gesellschaft vorgelegten Versuchen bei Schmiedeeisen bis 1850 absolute Einheiten gefunden.

Während mir jedoch nur Feldstärken bis $100\ c^{-1/2}\ g^{1/2}\ s^{-1}$ zu Gebote standen, verwandte Herr H. du Bois solche von 15000 Einheiten.¹⁾ Da die Arbeit erst erschienen ist, als sich meine schon im Drucke befand, und mir erst noch später bekannt wurde, so konnte ich die neuen Resultate nicht erwähnen.

Ebenso verhält es sich mit einer anderen Abhandlung, welche Ewing und Parshall im Mai 1896 veröffentlicht haben²⁾, also ebenfalls nachdem meine Arbeit beendet war. In dieser Arbeit, welche die magnetische Untersuchung einer Reihe von verschiedenen Eisensorten enthält, ist dieselbe That-

1) H. du Bois und E. Taylor Jones, *Electrotechn. Zeitschr.* **17.** p. 543. 1896.

2) Ewing und Parshall, *Proc. Inst. Civil Engineers.* **126.** p. 50 und 71. 19. Mai 1896.

sache erwähnt, die ich für galvanisches Nickeleisen gefunden habe, dass nämlich die magnetischen Eigenschaften des Eisens durch geringen Nickelzusatz gesteigert werden können. Merkwürdigerweise stimmen auch die Angaben über den Procentgehalt des Nickels vollkommen überein. Ich hatte 4,7 Proc. Ni gefunden, und ein von Parshall untersuchtes Eisen, dessen Magnetisirungcurve höher liegt, als andere für gute Eisensorten, enthält ebenfalls genau 4,7 Proc. Ni. Vielleicht beruht diese Uebereinstimmung und die hohe Susceptibilität dieser Legirung darauf, dass gerade bei dem angeführten Nickelgehalt die beiden Metalle eine moleculare Verbindung eingehen. Dass diese Beobachtungen von technischer Wichtigkeit werden können, liegt klar auf der Hand. So sollen in Amerika schon die Magnetschenkel der Dynamos der Niagara-Werke aus einem Eisen bestehen, welches circa 5 Proc. Nickel enthält.

Man könnte vermuthen, dass die hohe specifische Magnetisirung des Nickeleisens darin ihren Grund habe, dass Nickeleisen specifisch schwerer sei, als reines Eisen, dass sich also in einem Cubikcentimeter mehr magnetisirte Molecüle befinden, als in einem gleichen Volumen des leichteren Eisens. Dass diese Vermuthung nicht zutreffend sein würde, folgt aus der Art, wie ich die mitgetheilten Werthe gefunden habe. Experimentell wurde nämlich bei meinen Versuchen nur die specifische Magnetisirung (Moment pro Grammmasse) bestimmt. Daraus wurde dann durch Multiplication mit dem specifischen Gewicht die Magnetisirung (Moment pro Cubikcentimeter) berechnet. Da bei dieser Umrechnung für die Legirungen von geringem Nickelgehalt einfach das specifische Gewicht des Eisens angenommen wurde, so sind die von mir erhaltenen Werthe eher zu klein, als zu gross ausgefallen.

In Betreff der Literaturangabe zu meiner Arbeit sei hier noch auf eine Mittheilung hingewiesen, die Herr H. du Bois bereits vor sechs Jahren gemacht hat¹⁾, und die mir bisher entgangen war. Es werden daselbst einige Untersuchungen über galvanoplastisches Eisen und Nickel in starken Feldern mitgetheilt.

1) H. du Bois, Phil. Mag. (5) 29. p. 298 ff. 1890.

Die Sättigungswerthe waren für beide im wesentlichen dieselben, wie bei den massiven Metallen. Die Remanenz beim Eisen 30 bis 50 Proc., beim Nickel 20 Proc.

Diese Resultate stimmen im wesentlichen mit meinen Angaben überein, nur habe ich für reines Nickel nicht so hohe Werthe wie Herr H. du Bois erreichen können.

Greifswald, Physik. Inst. d. Univ., im October 1896.

10. *Ueber cyklonartige Bewegungsformen
einer incompressibeln reibungslosen Flüssigkeit;
von Willy Wien.*

Die hydrodynamischen Theorien der Wirbelstürme von Guldberg und Mohn und von Oberbeck¹⁾ betrachten die vom Sturmgebiet eingenommene Horizontalfläche als sehr gross im Vergleich zur Höhe und nehmen daher die Erddrehung als wesentliche Ursache der Rotation um die Axe des Wirbelsturmes an. Infolge dessen wird die Reibung berücksichtigt, die verticale Strömung aber als klein vernachlässigt. Diese Theorien entsprechen bei den in der Nähe der Oberfläche laufenden Strombahnen jedenfalls sehr annähernd den tatsächlichen Verhältnissen. Für Wirbelstürme, deren Durchmesser nicht gross gegen die Höhe ist, darf aber die Verticalbewegung nicht vernachlässigt werden und die Erfüllung der Grenzbedingungen zwischen den Gebieten reiner Horizontalströmung und noch hinzutretender Verticalströmung verändert wesentlich den Charakter des Problems. Dazu kommt noch, dass bei den kleinen cylindrischen Cyklonen die Erddrehung nicht maassgebend ist, weil auch solche von entgegengesetzter Drehungsrichtung vorkommen²⁾, und die hydrodynamischen Gleichungen in diesem Falle, wenn man die Drehungsgeschwindigkeit als unabhängig von der verticalen Componente annimmt, nur *eine* Lösung für diese zulassen, die im Centrum selbst unendlich wird. Eine solche Bewegung ist daher nur möglich, wenn eine Discontinuität der Drehungsgeschwindigkeit vorkommt.

Diese Bewegungsart soll im Folgenden für eine nicht reibende Flüssigkeit untersucht werden, obwohl sie sich sehr wesentlich von der gewöhnlich bei den Cyklonen angenommenen unter-

1) Oberbeck, Wied. Ann. 17. p. 128. 1882.

2) Vgl. Reye, Wirbelstürme p. 62.

scheidet. Der bedeutendste Unterschied besteht darin, dass in dem inneren Raum, der von der cylindrischen Discontinuitätsfläche begrenzt wird, keine Flüssigkeit einströmen kann, weil diese Fläche die Eigenschaften einer freien Oberfläche hat. Es findet also im inneren wie im äusseren Raum ein besonderer Umlauf der Flüssigkeit statt, wenn wir den Raum als vollständig begrenzt annehmen. Als Grenzen der Flüssigkeit nehmen wir eine feste Cylinderfläche und zwei horizontale feste Wände an. In der Nähe der Trennungsfläche steigt die Flüssigkeit auf und sinkt in der Nähe der äusseren Begrenzung wieder herab. Im inneren Raum muss dann eine ähnliche Bewegung stattfinden, weil die verticale Geschwindigkeit von der verticalen Coordinate abhängt und die Gleichheit des Druckes auf beiden Seiten der Trennungsfläche nur zu erfüllen ist, wenn auch die verticale Componente an der inneren Seite eine analoge Function der verticalen Coordinate ist. In der Nähe der Cylinderaxe findet die entgegengesetzte Strömung statt. Dabei kann die Richtung der Strömung auf beiden Seiten der Trennungsfläche gleich oder entgegengesetzt sein, da in dem Ausdruck für den Druck nur die Quadrate der Geschwindigkeiten vorkommen.

Abweichungen von dieser Bewegungsform sind bei symmetrischer Anordnung um die Cylinderaxe nur möglich, wenn die Drehungsgeschwindigkeit von der verticalen Coordinate abhängt, was im allgemeinen zwar der Fall sein wird, aber in dem besonderen Einfluss auf die Art der Cyklonenbewegung hervorgehoben werden mag. In diesem Falle sind auch Drehungsgeschwindigkeit und axiale Strömung voneinander abhängig.

Wir wollen aber den Fall betrachten, wo die Drehungsgeschwindigkeit nur von der Entfernung vom Centrum abhängt. Wenn diese Bewegungsform auch in vieler Beziehung von der gewöhnlich in der Natur vorkommenden abweicht, so wird sie doch als genau definirtes hydrodynamisches Problem von Interesse sein. Wir nehmen ausserdem an, dass die ganze Bewegung stationär ist. Die z -Axe sei die Cylinderaxe, die Geschwindigkeitscomponenten bezeichnen wir mit u , v , w , den Druck mit p , setzen $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$; g bezeichnet die Beschleunigung durch die Schwere. Wir haben dann

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial p}{\partial x} = u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z}, \\ -\frac{\partial p}{\partial y} = u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z}, \\ g - \frac{\partial p}{\partial z} = u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \end{array} \right.$$

Da es sich in erster Linie um die Erforschung der Strömungen handelt, so vermeiden wir die Verwickelungen, die von der Annahme veränderlicher Dichte herrühren.

Wir setzen nun weiter

$$\begin{aligned} \frac{d\varrho}{dt} &= \xi, & \frac{d\vartheta}{dt} &= \eta, \\ x &= \varrho \cos \vartheta, & y &= \varrho \sin \vartheta, & \frac{dx}{dt} &= u = \xi \cos \vartheta - \eta \varrho \sin \vartheta, \\ & & & & \frac{dy}{dt} &= v = \xi \sin \vartheta + \eta \varrho \cos \vartheta. \end{aligned}$$

Wir setzen diese Ausdrücke in die Gleichungen (1), berücksichtigen, dass wegen der Symmetrie um die z -Axe die Grössen ξ , η , p von ϑ unabhängig sind und erhalten

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial p}{\partial \varrho} = \xi \frac{\partial \xi}{\partial \varrho} + w \frac{\partial \xi}{\partial z} - \eta^2 \varrho, \\ g - \frac{\partial p}{\partial z} = \xi \frac{\partial w}{\partial \varrho} + w \frac{\partial w}{\partial z}, \\ 0 = \xi \frac{\partial \eta}{\partial \varrho} + w \frac{\partial \eta}{\partial z} + \frac{2\eta\xi}{\varrho}, \\ \frac{1}{\varrho} \frac{\partial}{\partial \varrho} (\xi \varrho) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \end{array} \right.$$

Es existirt also eine Function ψ derart, dass

$$\xi = \frac{1}{\varrho} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = -\frac{1}{\varrho} \frac{\partial \psi}{\partial \varrho}$$

ist. Eliminirt man p aus der Gleichung (2), so sieht man, dass die Drehungsgeschwindigkeit η den Werth von ξ und w nur dann nicht beeinflusst, wenn $\partial \eta / \partial z$ verschwindet.

Wenn $\partial \eta / \partial z = 0$ ist, so ergiebt die Elimination die Gleichung

$$0 = \frac{\partial \psi}{\partial \varrho} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\varrho^2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \varrho^2} - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial \psi}{\partial \varrho} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) \right] - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \varrho} \left[\frac{1}{\varrho^2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \varrho^2} - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial \psi}{\partial \varrho} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) \right].$$

Diese Gleichung wird dadurch integrirt, dass

$$(3) \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varrho^2} - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial \psi}{\partial \varrho} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \varrho^2 F(\psi)$$

ist, wo $F(\psi)$ eine beliebige Function von ψ bezeichnet.

Dann ist

$$(4) \quad \left\{ \begin{aligned} p &= \text{const} + g z - \frac{1}{2 \varrho^2} \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial \varrho} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 \right] \\ &+ \int F(\psi) d\psi + \int \eta^2 \varrho d\varrho. \end{aligned} \right.$$

Ferner gibt die letzte der Gleichungen (2), wenn $\partial \eta / \partial z = 0$ ist,

$$(5) \quad \frac{d\eta}{d\varrho} = -\frac{2\eta}{\varrho} \quad \text{also} \quad \eta = \frac{c}{\varrho^2},$$

wo c eine Constante bezeichnet, oder $\xi = 0$.

Da η für $\varrho=0$ unendlich wird, wenn ξ von Null verschieden sein soll, so muss η in der Nähe der z -Axe verschwinden. Wollte man ξ in einem Gebiet um die z -Axe verschwinden lassen, so würde $\psi = 0$ sein müssen, also auch w daselbst verschwinden. Da in dem äusseren Gebiet an der Begrenzung zum inneren nicht ξ und w gleichzeitig Null sein können, so würde die Bedingung der Gleichheit des Druckes an dieser Grenze sich nicht erfüllen lassen. Lassen wir im inneren Gebiet aber η verschwinden, so ist η , da sein Werth im äusseren durch die Gleichung (5) vorgeschrieben ist, an der Grenze unsetzig. Die Bedingung der Gleichheit des Druckes ist in diesem Falle nur dann erfüllbar, wenn die Grenzfläche cylindrisch ist, weil dann und nur dann η in ihr constant ist. Die Grenzbedingungen für η sind von selbst erfüllt. Die Function ψ ist durch die Gleichung (3) und die Grenzbedingungen bestimmt, wenn die Function F bekannt ist. Durch diese werden die kreisförmigen Wirbellinien bestimmt, die um die Cylinderaxe laufen. Die doppelte Drehungs-

geschwindigkeit um Axen, die diesen Wirbellinien parallel sind, ergibt sich durch die Gleichung

$$2\sigma = \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial \varrho} = \frac{1}{\varrho} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \varrho^2} - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial \psi}{\partial \varrho} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) = \varrho F(\psi).$$

Wäre $F = 0$, so wäre für die radiale und axiale Bewegung keine Rotation vorhanden, dann wären aber die Grenzbedingungen mit einer solchen Bewegung der Flüssigkeit nicht vereinbar.

Die Vertheilung der Wirbellinien muss durch eine Annahme bestimmt werden. Wir setzen die einfachste voraus und wählen $F(\psi) = -\kappa \psi$, wo κ eine Constante ist.

Wir haben dann für ψ die Gleichung

$$(6) \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varrho^2} - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial \psi}{\partial \varrho} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\kappa \varrho^2 \psi.$$

Setzen wir nun $\psi = \sin m z \varphi$, wo φ eine Function von ϱ ist, so verschwindet

$$w = -\frac{1}{\varrho} \frac{d\varphi}{d\varrho} \sin m z$$

für $z = 0$ und $z = \pi/m$, die Grösse π/m ist also die Höhe des betrachteten Cylinders. Die Gleichung (6) wird

$$\frac{d^2 \varphi}{d\varrho^2} - \frac{1}{\varrho} \frac{d\varphi}{d\varrho} - (m^2 - \kappa \varrho^2) \varphi = 0.$$

Setzen wir nun $\varphi = x y$, $\varrho = \sqrt{x}$, so erhalten wir

$$(7) \quad x \frac{d^2 y}{dx^2} + 2 \frac{dy}{dx} - \left(\frac{m^2 - \kappa x}{4} \right) y = 0.$$

Die Integration dieser Gleichung ist durch bestimmte Integrale leicht ausführbar, wenn κ negativ ist.

Dann ist

$$y = C_1 e^{1/2 V - \kappa x} \int_0^1 u^{p-1} (1-u)^{q-1} e^{-xu} du \\ + C_2 e^{-1/2 V - \kappa x} \int_0^\infty (1+u)^{p-1} u^{q-1} e^{-xu} du,$$

$$p = 1 - \frac{m^2}{4\sqrt{-x}},$$

$$q = 1 + \frac{m^2}{4\sqrt{-x}}$$

sind. Diese Integrale verlieren indessen ihre Uebersichtlichkeit, wenn x positiv ist.

Das System hat aber nur dann physikalische Bedeutung, wenn x positiv ist, weil sonst die Geschwindigkeiten im Unendlichen im allgemeinen unendlich werden oder bei endlicher Begrenzung die Grenzbedingungen sich nicht erfüllen lassen. Der physikalische Grund hierfür ist folgender. Wenn das System vollständig in feste Wände eingeschlossen ist, so ist bei einfach zusammenhängenden Räumen Bewegung nur möglich, wenn Rotation in der Flüssigkeit vorhanden ist.

Die Richtung der Drehungsbewegung gibt aber dann auch die Richtung der vorhandenen Geschwindigkeiten an. Nun war die Drehungsgeschwindigkeit

$$\sigma = -\frac{q}{2} x \psi.$$

Das Vorzeichen von x bestimmt also ihre Richtung, während das von ψ die der Geschwindigkeit bestimmt. Es kann also nur ein Vorzeichen von x möglich sein. Man überzeugt sich nun durch Erfüllung der Grenzbedingungen, dass dies der positive Werth von x ist.

Für positive x kann man die Differentialgleichung (7) durch convergirende unendliche Reihen integrieren.

Ein particuläres Integral finden wir, indem wir setzen

$$(8) \quad y_1 = 1 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 \dots + a_n x^n + \dots$$

Nach der Methode der unbestimmten Coefficienten ergibt sich

$$\begin{aligned} 2 a_1 &= \frac{m^2}{4}, & 2.3 a_2 &= \frac{m^2 a_1 - x}{4}, \\ 3.4 a_3 &= \frac{m^2 - x a_1}{4}, & n(n+1) a_n &= \frac{m^2 a_{n-1} - x a_{n-2}}{4}. \end{aligned}$$

Das allgemeine Integral können wir dann folgendermaassen bilden:

$$(9) \quad y = c y_1 \log x + \frac{b}{x} + b_0 + b_1 x + b_2 x^2 + b_3 x^3 + \dots b_n x^n + \dots$$

und erhalten für die Coefficienten

$$c = \frac{b m^2}{4}, \quad 2 b_1 = \frac{b_0 m^2 - \kappa b}{4} - 3 a_1 c,$$

$$2 \cdot 3 b_2 = \frac{b_1 m^2 - \kappa b_0}{4} - 5 a_2 c, \quad 3 \cdot 4 b_3 = \frac{b_2 m^2 - b_1 \kappa}{4} - 7 a_3 c,$$

$$n(n+1)b_n = \frac{b_{n-1} m^2 - b_{n-2} \kappa}{4} - (2n+1)a_n c.$$

Beide Reihen convergiren.

Es sind die Constanten b und b_0 willkürlich, y ist also das allgemeine Integral. Wenn $b = 0$ ist, wird $y = y_1 b_0$. Für $\varrho = \sqrt{x} = 0$ wird y unendlich, für den inneren Raum müssen demnach b und c verschwinden.

Das Verhalten im Unendlichen kann man folgendermaassen bestimmen. Wird \sqrt{x} sehr gross, so verschwindet in der Differentialgleichung m^2 gegen κx und wir haben die Gleichung

$$(10) \quad x \frac{d^2 y}{dx^2} + 2 \frac{dy}{dx} + \frac{\kappa}{4} x y = 0,$$

deren allgemeines Integral

$$y = \frac{C_2 \sin \frac{1}{2} \sqrt{\kappa x} - C_2' \cos \frac{1}{2} \sqrt{\kappa x}}{x}$$

ist. Es ist also

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} \varphi = C_2 \sin \frac{1}{2} \sqrt{\kappa} \varrho^2 - C_2' \cos \frac{1}{2} \sqrt{\kappa} \varrho^2, \\ \frac{d\varphi}{d\varrho} = \sqrt{\kappa} \varrho \{ C_2 \cos \frac{1}{2} \sqrt{\kappa} \varrho^2 + C_2' \sin \frac{1}{2} \sqrt{\kappa} \varrho^2 \}, \\ \xi = \frac{m \cos m \kappa}{\varrho} \{ C_2 \sin \frac{1}{2} \sqrt{\kappa} \varrho^2 - C_2' \cos \frac{1}{2} \sqrt{\kappa} \varrho^2 \}, \\ -w = \sqrt{\kappa} \sin m \kappa \{ C_2 \cos \frac{1}{2} \sqrt{\kappa} \varrho^2 + C_2' \sin \frac{1}{2} \sqrt{\kappa} \varrho^2 \}. \end{array} \right.$$

Es verschwindet also für $\varrho = \infty$ ξ , während w endlich bleibt. Aus (11) können wir weiter ersehen, dass im allgemeinen Falle ξ und w periodisch werden.

Ist der Radius des Cylinders endlich, so kann man aber durch Bestimmung der Constanten κ die Grenzbedingungen so

erfüllen, dass für den äusseren Raum ξ und also auch q an der inneren und äusseren Cylinderfläche verschwindet. Unter innerem Raum verstehen wir den, wo η gleich Null ist, die innere Cylinderfläche ist die, wo η unstetig wird, der äussere Raum ist der zwischen dieser Fläche und der äusseren Grenze liegende.

Durch die Abmessungen des äusseren Raumes ist dann die Bewegung bis auf einen constanten Factor vollständig bestimmt.

Für den inneren Raum steht eine Constante weniger zur Verfügung, dafür ist die Grenzbedingung nur an der inneren Cylinderfläche zu erfüllen.

An der inneren Cylinderfläche ist für den inneren Raum

$$p_1 = \text{const.} + gz - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{d\varphi_1}{d\rho} \right)^2 \frac{1}{R^2} + \alpha_1 \varphi_1^2 \right\} \sin^2 m z,$$

für den äusseren

$$p_2 = \text{const.} + gz - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{d\varphi_2}{d\rho} \right)^2 \frac{1}{R^2} + \alpha_2 \varphi_2^2 \right\} \sin^2 m z - \frac{c^2}{2R^2},$$

wenn R der Radius der inneren Cylinderfläche ist.

Es muss nun $p_1 = p_2$ für $\rho = R$, also

$$\left(\frac{d\varphi_1}{d\rho} \right)^2 \frac{1}{R^2} + \alpha_1 \varphi_1^2 = \left(\frac{d\varphi_2}{d\rho} \right)^2 \frac{1}{R^2} + \alpha_2 \varphi_2^2$$

sein. Durch diese Gleichung wird der constante Factor im Werthe von φ_1 durch den von φ_2 bestimmt, sodass nur dieser unbestimmt bleibt. Dagegen bleiben die Vorzeichen von φ_1 und von φ_2 willkürlich.

Es lässt sich nun der Charakter der betrachteten Bewegung im grossen übersehen. Die axiale und radiale Bewegung bildet im äusseren und inneren Raum zwei Systeme, da keine Flüssigkeit durch die Unstetigkeitsfläche gehen kann. In der Nähe dieser Grenze steigt die Flüssigkeit auf oder sinkt herab. In der Nähe der Cylinderaxe und an der äusseren Grenze findet dementsprechend ein Herabsinken oder Aufsteigen statt. Zwischen beiden ist Horizontalströmung vorhanden, die an der unteren Grenze die entgegengesetzte Richtung wie an der oberen hat.

Durch das Hinzukommen der Drehungsgeschwindigkeit im äusseren Raume bewegt sich die Flüssigkeit in Spirallinien auf das Centrum zu oder von ihm fort.

Wir wollen die Rechnung noch für den Fall, dass die Höhe des ganzen Cylinders gross gegen den Durchmesser ist, vollständig durchführen. Es ist dann, ausser in unmittelbarer Nähe der Cylinderaxe, m^2 klein gegen κx und wir haben die Gleichung (11) zu betrachten. Diese Ausdrücke gelten nur für den äusseren Raum, für $\varrho = 0$ würde ξ unendlich werden, wir haben also hier zu setzen

$$\begin{aligned}\psi_1 &= C_1 \sin \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_1} \varrho^2 \sin m z, \\ -w_1 &= C_1 \sqrt{\kappa_1} \cos \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_1} \varrho^2 \sin m z, \\ \xi_1 &= m C_1 \frac{\sin \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_1} \varrho^2}{\varrho} \cos m z.\end{aligned}$$

ξ_1 verschwindet für $\varrho = 0$. Es soll ausserdem für $\varrho = R$, ξ_2 für den äusseren Raum soll für $\varrho = R$ und $\varrho = \Re$ verschwinden, wenn \Re den Radius des ganzen Cylinders bezeichnet. Daraus folgt

$$\sin \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_1} R^2 = 0, \quad \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_1} R^2 = \pi, \quad \sqrt{\kappa_1} = \frac{2\pi}{R^2}.$$

Ferner

$$\begin{aligned}C_2 \sin \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_2} R^2 &= C_2' \cos \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_2} R^2, \\ C_3 \sin \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_2} \Re^2 &= C_2' \cos \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_2} \Re^2.\end{aligned}$$

Ferner ist

$$\begin{aligned}\operatorname{tg} \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_2} R^2 &= \operatorname{tg} \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_2} \Re^2, \\ \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_2} \Re^2 &= \frac{1}{2} \sqrt{\kappa_2} R^2 + \pi, \\ \sqrt{\kappa_2} &= \frac{2\pi}{\Re^2 - R^2}.\end{aligned}$$

Aus der Druckgleichung folgt

$$(C_2^2 + C_2'^2) \kappa_2 = C_1^2 \kappa_1, \quad C_1 = C_2 \frac{R^2}{(\Re^2 - R^2) \cos \frac{R^2 \pi}{\Re^2 - R^2}}.$$

Es sind also alle Grössen bis auf C_2 durch R , \Re und m bestimmt.

Die zwischen der Cylinderfläche ϱ und $\varrho = R$ aufsteigende Flüssigkeitsmenge ist

$$2\pi \int_R^{\varrho} w \varrho d\varrho = 2\pi (\psi_R - \psi_{\varrho}),$$

die durch die Cylinderfläche ϱ strömende

$$2\pi \int_0^z \xi dz = 2\pi (\psi_z - \psi_0).$$

Bei

$$\varrho = \sqrt{\frac{\mathfrak{M}^2 - R^2}{2}}$$

ist im äusseren Raum die Verticalgeschwindigkeit Null.

Die Gleichung der Projectionen der Stromlinien auf die ϱ ϑ -Ebene ergibt sich aus der Gleichung

$$\frac{d\varrho}{d\vartheta} = \frac{\varrho m \cos m\alpha}{c} (C_2 \sin \frac{1}{2} \sqrt{x_2} \varrho^2 - C_2' \cos \frac{1}{2} \sqrt{x_2} \varrho^2),$$

$$\vartheta = \frac{c}{m \cos m\alpha} \int \frac{d\varrho}{\varrho (C_2 \sin \frac{1}{2} \sqrt{x_2} \varrho^2 - C_2' \cos \frac{1}{2} \sqrt{x_2} \varrho^2)}.$$

Setzen wir

$$\frac{1}{2} \sqrt{x_2} \varrho^2 = z, \quad B = \sqrt{C_2^2 + C_2'^2},$$

$$\frac{C_2'}{C_2} = \operatorname{tg} \delta, \quad z - \delta = v,$$

so ist

$$\vartheta = \frac{c}{2m \cos m\alpha B} \int \frac{dz}{z \sin(z - \delta)},$$

$$= \frac{c \log \operatorname{tg} \frac{1}{2} v}{2m \cos m\alpha B (v + \delta)} + \frac{c}{2m \cos m\alpha B} \int \frac{dv \log \operatorname{tg} \frac{1}{2} v}{(v + \delta)}.$$

Hier lässt sich das zweite Integral durch Entwicklung in die bekannte Euler'sche Reihe entwickeln.

Zum Schluss mögen noch die Formeln für diesen vereinfachten Fall angegeben werden, wenn α negative Werthe erhält. Dann ist das allgemeine Integral der Gleichung (10)

$$y = \frac{C_2 e^{1/2} V^{-\alpha x} - C_2' e^{-1/2} V^{-\alpha x}}{x},$$

also

$$\xi = \frac{m \cos m\alpha}{\varrho} \{C_2 e^{1/2} V^{-\alpha} \varrho^2 - C_2' e^{-1/2} V^{-\alpha} \varrho^2\}$$

$$-w = \sqrt{-x} \sin m\alpha \{C_2 e^{1/2} V^{-\alpha} \varrho^2 + C_2' e^{-1/2} V^{-\alpha} \varrho^2\}.$$

Für den inneren Raum muss $C_2 = C_2'$ sein, weil sonst für $\varrho = 0$ ξ unendlich werden würde. Dann wird es dort Null. Aber es verschwindet für keinen anderen Werth von ϱ und wird unendlich für $\varrho = \infty$. Man sieht hieraus, dass diese

Lösung keine physikalische Bedeutung hat. Die Unabhängigkeit der axialen und radialen Bewegung einerseits und der Drehung um die Cylinderaxe andererseits bedingt die Möglichkeit, dass jede dieser Bewegungen für sich allein besteht. Fällt die Drehung um die Cylinderaxe fort, so ist keine Unstetigkeit in der Bewegung mehr nothwendig und man hat dann nur einen cylindrischen Raum zu betrachten, für den dieselben Ausdrücke gelten, den wir für den inneren Raum abgeleitet haben.

Charlottenburg, October 1896.

11. *Ueber durch isotherme
Destillation zu erzeugende Druckdifferenzen;
von Max Reinganum.*

Zur Lösung des Problems, wie das Steigen des Saftes in den Pflanzen stattfindet, hat Hr. Prof. Askenasy¹⁾ bemerkenswerthe Versuche angestellt, die auch in rein physikalischer Hinsicht Interesse erwecken.

Prof. Askenasy schloss eine Glasröhre von etwa 1 m Länge an dem einen Ende, das sich in einen Trichter erweiterte, durch eine Gypsschicht ab, füllte die ganze Röhre mit Wasser und stellte sie, den durch die Gypskappe geschlossenen Trichter nach oben, in eine mit Quecksilber gefüllte Schale. Das zum Versuch benutzte Wasser war mit Gyps gesättigt, um eine Auflösung der Gypsschicht zu vermeiden. Das Wasser, welches in derselben stand, dampfte allmählich nach aussen ab, ein Vorgang, der durch Vorbeileiten von trockener Luft noch beschleunigt werden konnte. In dem Maasse nun, wie die Verdampfung stattfand, stieg das Quecksilber in der Röhre nach und erreichte Höhen, die beträchtlich die gleichzeitige Barometerhöhe überschritten.

So stieg bei einem der mitgetheilten Versuche das Quecksilber innerhalb 15 Stunden auf 89,3 cm bei einem äusseren Barometerdruck von 75,3 cm, und erreichte mit dieser Höhe die abschliessende Gypsschicht, wodurch der Versuch endete. Der Durchmesser des Rohres betrug 3,2 mm, die Verdunstung fand in freier Luft statt. Meistens endeten die Versuche damit, dass sich nach Erreichung ähnlicher Höhen unter dem Gyps eine Luftblase bildete, wobei dann die Gypskappe langsam austrocknete und das Quecksilber wieder allmählich sank.

¹⁾ Askenasy, Verhandl. des naturhist. med. Vereins zu Heidelberg. N. F. 5. Vgl. daselbst auch die Literatur über frühere Versuche ähnlicher Art.

Hr. Prof. Nernst war so liebenswürdig, meine Aufmerksamkeit auf diese Versuche zu lenken, und veranlasste mich zu überlegen, wie sich die Steighöhe des Quecksilbers unter gegebenen Umständen theoretisch ermitteln lasse.

Zu dem Zwecke denken wir uns das Versuchsrohr, ganz wie oben beschrieben, mit Wasser gefüllt, nur diesmal nicht in Quecksilber, sondern in eine mit Wasser gefüllte Schale gestellt. Das ganze System bringen wir in ein luftdicht geschlossenes Gefäß, in dessen Inneren in allen Punkten die constante (absolute) Temperatur T herrschen soll. Dann entspricht der Dampfdruck an der Oberfläche des in der Schale befindlichen Wassers der Temperatur T , er betrage p . Wenn H die Höhe der Gypsschicht über der Wasseroberfläche bedeutet, so muss der Dampfdruck des Wassers in dieser Höhe, den wir p' nennen wollen, kleiner sein als p und zwar um den hydrostatischen Druck der H cm langen Dampfsäule, die zwischen dem Wasserniveau und der Gypsoberfläche sich befindet. Dieser hydrostatische Druck $p - p'$ kann berechnet werden. Da der mittlere Druck der Dampfsäule H sehr nahe $(p + p')/2$ beträgt, so ergibt sich das mittlere spezifische Gewicht derselben aus der Gasgleichung zu

$$\frac{M}{1000 \cdot v} = \frac{M \left(\frac{p + p'}{2} \right)}{R \cdot T \cdot 1000},$$

wobei M das Moleculargewicht des Wasserdampfes, v das Volumen eines Grammmolecöls, $R = 0,0819$ die Gasconstante bedeutet und p und p' in Atmosphären ausgedrückt sind.

Demnach gilt, wenn σ das spezifische Gewicht des Quecksilbers bedeutet,

$$p - p' = \frac{H \cdot M(p + p')}{2 \cdot R \cdot 1000 \cdot T \cdot 76 \cdot \sigma} \text{ Atm.}$$

Ausserdem haben wir die Gleichung:

$$P = \frac{H \sigma}{76 \cdot \sigma},$$

worin P den Druck der im Rohre gehobenen Wassersäule H ,

ausgedrückt in Atmosphären und s das spezifische Gewicht des Wassers bezeichnet. Wir erhalten daraus:

$$(1) \quad P = \frac{(p - p') \cdot 2 \cdot R \cdot 1000 \cdot T \cdot s}{(p + p') \cdot M}.$$

Da nun der zweite Hauptsatz Gleichgewicht fordert, so muss p' auch der Dampfdruck des in der Gypsschicht stehenden Wassers sein.¹⁾ Somit giebt uns Gleichung (1) die Beziehung, die zwischen der Dampfdruckerniedrigung in der Gypsschicht und dem Druck der gehobenen Flüssigkeitssäule besteht. Wenn Quecksilber die gehobene Flüssigkeit ist, so wird:

$$P = \frac{H'}{76}$$

und wir erhalten:

$$(2) \quad H' = \frac{(p - p') \cdot 2 \cdot R \cdot T \cdot 1000 \cdot 76 \cdot s}{(p + p') \cdot M} = \frac{p - p'}{p + p'} \cdot s \cdot 691,6 \text{ Tcm.}$$

Gleichgewicht wird offenbar nur dann bestehen, wenn die Umgebung des Gypstrichters bis zum Drucke p' mit Wasser gesättigt ist. Betrug bei den Versuchen von Askenasy z. B. die Luftfeuchtigkeit $(= p'/p) 0,9$, so hätte das Quecksilber 10 500 cm hoch steigen müssen, ehe Gleichgewicht erreicht wäre ($T = 290$ gesetzt). — Wie mir Prof. Nernst mittheilt, erhält man die obige Formel direct, wenn man die bei der isothermen Destillation eines Grammmolecúles Wasser von p auf p' geleistete Arbeit $(= R T \ln p/p')$ absolute Einheiten) gleichsetzt der zum Heben eines gleichen Volumens Quecksilber verbrauchten Arbeit $(= H' M \sigma g/s)$.

Der Askenasy'sche Versuch kann zur Messung äusserst kleiner Dampfdrucksdifferenzen von Lösungen benutzt werden. Denken wir uns nämlich den Trichter des Steigrohres von einer luftdichten Glocke umgeben, und in diese eine Lösung gebracht, deren Dampfdruck z. B. um 0,001 mm gegen den Dampfdruck des reinen Wassers, der bei $T = 300$ 26,47 mm be-

1) Vgl. hierzu die Ableitungen für den osmotischen Druck von Gouy u. Chaperon, Ann. chim. phys. (6) 13. p. 124. 1888; Arrhenius, Zeitschr. physik. Chemie. 3. p. 115. 1889.

trägt, niedriger ist. Dann ergibt sich, wenn wir diese Werthe in (2) einsetzen:

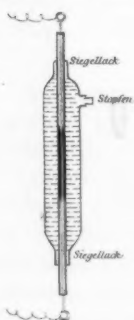
$$H = 3,92 \text{ cm.}$$

Die Steighöhe des Quecksilbers ist also in solchem Maasse von dem äusseren Dampfdruck an der Gypsschicht abhängig, dass wir in ihr ein Instrument von bisher noch nicht erreichter Empfindlichkeit zur Bestimmung von Dampfdruckerniedrigungen besitzen. Ebenso wird man, wenn das Trichterrohr mit einer beliebigen Lösung gefüllt wird, isosmotische Lösungen bestimmen und ähnliche Fragen auf diesem Gebiete behandeln können.

Göttingen, Physik. Chem. Institut.

12. Ueber electrisches Capillarlicht; von O. Schott.

Lässt man den Funken eines Inductoriums durch sehr enge gläserne Capillarröhren schlagen, so beobachtet man eine Reihe von interessanten Lichterscheinungen, die meines Wissens neu sind und die ich unter dem Namen „electrisches Capillarlicht“ zusammenfassen möchte. Lässt man eine etwa 60 mm lange Capillarröhre mit einem inneren Durchmesser von 0,05 bis 0,08 mm an den Enden in weitere Röhren von ein oder mehreren Millimetern Durchmesser und 100—120 mm Länge



auslaufen, steckt in diese letzteren Aluminiumdrähte, die mit einem Inductor von 25 cm Funkenlänge und acht Accumulatorzellen in Verbindung stehen, so sieht man beim Durchschlagen des Funkens unter gewöhnlichem Atmosphärendruck die Capillare in ausserordentlich hellem Licht erglänzen. Setzt man den Versuch einige Zeit fort, so erwärmt sich die Röhre, sodass man sie bald mit den Händen nicht mehr angreifen kann; schliesslich lässt die Helligkeit nach, das Glas wird leitend und der Ausgleich der electrischen

Entladungen findet bei schwach glimmendem Natronlicht durch die Glaswand statt. Wählt man die Wandung der Capillare nicht zu stark und umgibt sie mit einer weiteren Glasröhre von 20—25 mm Durchmesser, die mit Wasser gefüllt ist, so erwärmt sich zwar das Ganze noch in geringem Maasse; man kann aber die gleiche Behandlung über $\frac{1}{2}$ Stunde und länger fortsetzen, ohne dass in der äusseren Erscheinung eine Aenderung zu bemerken wäre (vgl. Figur).

Betrachtet man das Capillarlicht durch ein Spectroskop, so sieht man neben einem continuirlichen Spectrum hellere Linien in Roth, Gelb, Grün und Blau; ausserdem sieht man in der Längsrichtung des Spectrums, also senkrecht zu den

hellen Linien, eine ausserordentlich grosse Zahl von parallelen, nahe bei einander liegenden schwarzen Linien, die bei jedem Durchschlagen des Funkens ihre Lage ändern und in steter Bewegung zu sein scheinen. Hat man eine frische Capillare verwendet und den Strom etwa $\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{2}$ Stunde wirken lassen, so nehmen die schwarzen Linien eine festere Stellung an und ändern nunmehr nur noch sehr wenig ihre Lage. Betrachtet man dann die Capillare unter der Lupe, so erkennt man, dass ihre Wandung matt und rauh in der Art wie fein geschliffenes Glas geworden ist und dass in regelmässigen Abständen dicht bei einanderliegende kugelige unregelmässige Erweiterungen von etwa dem doppelten Durchmesser der Capillare vorhanden sind. Projicirt man das vergrösserte Bild einer solchen Capillare, während der Funke durchgeht, auf einen weissen Schirm, so erkennt man dunklere Unterbrechungen der weissen Linie, die den Höhlungen in der Capillare und den schwarzen Linien im Spectrum entsprechen. Es ist hieraus zu erkennen, dass die Entladung in der Capillare nicht in continuirlicher heller Linie verläuft, sondern sehr zahlreiche dunkle Unterbrechungen vorhanden sind. Man dürfte nicht fehlgreifen, wenn man das Entstehen der perlschnurartigen Hohlräume und der Mattirung der Capillare auf mechanische Wirkungen der Entladung zurückführt.

Wendet man an Stelle der engen Capillare eine weitere etwa von 0,2 mm an, so ist das Capillarlicht weniger intensiv und nimmt eine röthlich-violette Färbung an. Im Spectroskop treten die hellen Linien gegenüber dem continuirlichen Spectrum stärker hervor. Die Innenwand der Capillare wird dann nicht matt und zeigt keine Erweiterungen.

Capillaren von 0,02—0,03 mm Durchmesser gaben noch intensiveres Licht als solche von 0,05, die Capillare wurde aber schon in kürzerer Zeit rauh. Mit einer Capillare von 0,02 mm Durchmesser wurde eine photometrische Messung mit Lummer-Brodhun'schem Aufsatz durchgeführt. Die Anzahl der Funkendurchgänge war keine gleichförmige und deshalb die Einstellungssicherheit nicht gross; immerhin konnte festgestellt werden, dass die Helligkeitsresultante der aufeinanderfolgenden Entladungen etwa zwei Hefnerflammen betrug, solange die Capillare wenig gebraucht war bei einer 15- bis

20maligen Hammerunterbrechung in der Secunde; hatte man den Funken längere Zeit durchgehen lassen, so nahm die Helligkeit bis auf 1,5 Hefnerflammen ab. Die Lichtabnahme war durch eine auf mechanische Wirkung des Funkens zurückzuführende Erweiterung der Capillare veranlasst. Bei einer Capillarenweite von 0,05 mm ging die Lichtwirkung bis auf eine Hefnerflamme herunter.

• Wenn man die nicht erwiesene Annahme macht, dass bei der Funkenentladung durch die Capillare die Lichtwirkung wie in freier Luft nicht länger als $\frac{1}{10000}$ Secunde dauert, so würde die hier vorhandene lichtausstrahlende Fläche von 1—2 qmm, wenn sie continuirlich wirkte, etwa so viel Licht wie 1—2000 Hefnerflammen ausstrahlen. Da electricisches Bogenlicht eine sehr viel grössere Ausstrahlungsfläche von vielleicht 50—100 qmm besitzen dürfte, so stände man hier vor einer Lichtquelle, deren specifische Helligkeit das electricische Bogenlicht weit übertrifft und wohl schwerlich von irgend einer Lichtquelle erreicht wird. Ob und in wie weit es möglich sein wird, das Capillarlicht für Beleuchtungszwecke des täglichen Lebens zu verwenden, muss natürlich sehr zweifelhaft sein, dagegen scheint es wohl geeignet zu sein, als lineare Lichtquelle, wie sie der Physiker mehrfach gebraucht, Anwendung zu finden.

In der beschriebenen Versuchsanordnung wurden mit Capillaren von 0,12 mm Durchmesser die Electroden aus Aluminium durch solche aus Nickel, Eisen und Kupfer ersetzt, ohne dass irgend eine Aenderung der Erscheinungen zu erkennen gewesen wäre.

Leitete man in die Capillare getrocknete Kohlensäure, so nahm das Capillarlicht eine nach Blau liegende Färbung an, im Spectroskop waren jedoch wieder Linien im Roth, Gelb, Grün und Blau zu sehen, deren Lage von den früher in Luft beobachteten nicht wesentlich abwich.

Wasserstoff in der gleichen Capillare gab dem Licht eine röthliche Färbung. Von den in evacuirten Röhren sichtbaren Wasserstofflinien war die rothe *C*-Linie verschwommen sichtbar. An Stelle von *F* war nur noch eine schwache Aufhellung erkennbar, sonst war das Spectrum continuirlich mit vielen schwarzen Längelinien.

Man füllte eine Capillare von 0,08 mm Durchmesser und 25 mm Länge mit Luft unter einem Druck von 3 Atm., wobei die Electroden passend eingeschmolzen waren. Der Funke ging nur schwer und mit grösseren Unterbrechungen in unregelmässigen Intervallen durch. Die optischen Erscheinungen unterschieden sich von den früher unter gewöhnlichem Atmosphärendruck beschriebenen kaum.

Es wurde noch eine Reihe von Versuchen mit Capillaren von 0,05—0,08 ausgeführt, um die Erscheinungen in evacuirten Capillarröhren zu studiren. Röhren solcher Art konnten 15—20 cm lang werden, ohne dass Schwierigkeiten im Durchschlagen des Funkens zu beobachten gewesen wären. Bis zu einem Druck von 25 cm Quecksilberdruck blieb das Licht weiss, nahm aber an Helligkeit erheblich ab; mit weiter abnehmendem Druck veränderte sich die Färbung nach Rothviolett; das continuirliche Spectrum blasste ab und die Linien erschienen dadurch heller.

Bei einem Druck von 3 mm war die Capillare hellblau, es zeigten sich im Spectroskop eine intensiv rothe Linie, etwas schwächere im Gelb und Grün und nur schwache im Blau und Violett; das continuirliche Spectrum war fast ganz verschwunden und die hellen Linien waren in grösserer Anzahl vorhanden als früher. Evacuirte man die Röhren noch weiter, so ging die Färbung der Capillare durch Grünblau zu Blau über und die Linien in Roth und Gelb verschwanden gänzlich; die Linien im Grün, Blau und Violett wurden intensiver.

Bei zunehmender Luftleere der Röhren machte sich in der Capillare an sehr vielen eng begrenzten Punkten das Aufblitzen von Natronlicht — welches man im Spectroskop zu erkennen vermochte — bemerkbar. Augenscheinlich ist die Veranlassung hierzu in einer mechanischen Wirkung der Entladung zu suchen; bei den starken Lichterscheinungen, die unter höherem Druck vorhanden, sind diese Lichtpunkte nicht sichtbar.

Um festzustellen, ob die Glassubstanz von irgend erheblichem Einfluss auf das Zustandekommen der Erscheinungen ist, wurden Capillaren in Glas 16^{III} (Zusammensetzung: ZnO 7 Proc.; CaO 7 Proc.; Na₂O 14 Proc.; B₂O₃ 2 Proc.; SiO₂ 67,3 Proc.; Al₂O₃ 2,5 Proc.; Mn₂O₃ 0,2 Proc.); und 59^{III} (Zu-

sammensetzung: Na_2O 14 Proc.; Al_2O_3 5 Proc.; B_2O_3 12 Proc.; Mn_2O_3 0,05 Proc.; SiO_2 71,95 Proc.) unserer Fabrikation ausgeführt; irgend ein Unterschied im Verhalten war hierbei nicht zu beachten.

Bei der ungewöhnlichen specifischen Helligkeit der beschriebenen Lichtart ist es sehr wahrscheinlich, dass es sehr reich an ultraviolettem Licht ist; hierüber können erst weitere Versuche Aufschluss geben.

Jena, Glaswerk, im October 1896.

13. *Das Johanniskäferlicht; von H. Muraoka.*

Die Entdeckung von H. Becquerel¹⁾, dass gewisse fluorescirende Körper, wie Uraniumsalze, Strahlen aussenden, welche ähnliche Eigenschaften besitzen wie die Röntgenstrahlen, führte mich zu der Vermuthung, dass auch Johanniskäferlicht, dessen äusseres Aussehen sehr an Fluorescenz erinnert, ebenfalls ein solches Verhalten zeigen könnte. Im Folgenden theile ich meine hierauf bezüglichen Untersuchungen mit, bemerke aber, dass während der Arbeit die Johannisjahreszeit allmählich ihrem Ende sich nahte, sodass viele wichtige Probleme nur flüchtig berührt werden mussten. Die Versuche konnten daher nicht systematisch genug ausgeführt und nicht oft genug wiederholt werden, um Schlüsse mit Sicherheit daraus zu ziehen. Doch möchte ich betonen, dass bei der Behandlung der photographischen Platten Einflüsse des Sonnen- oder Lampenlichtes stets mit Sorgfalt vermieden worden sind.

Bei dem ersten Versuche legte ich Kupfer-, Aluminium-, Zink- und Messingplatten von gleicher Grösse auf eine photographische Trockenplatte nebeneinander (Versuch I). Um jedoch die letztere vor der directen Berührung mit den harten Metallen zu schützen, war jede Metallplatte mit einer Cartonunterlage versehen, welche in der Mitte einen kreisförmigen Ausschnitt hatte. Das Ganze wurde mit schwarzem Papier drei- bis viermal umwickelt und auf den Boden eines flachen Kistchens hineingelegt. Dann wurden etwa 300 Johanniskäfer hineingethan, deren Wegfliegen durch ein Hanfnetz verhindert wurde. Die Operation wurde in einem guten photographischen Zimmer vorgenommen und das Ganze zwei Nächte stehen gelassen.

Der Zweck dieses Experimentes war, zu sehen, ob erstens die durch schwarzes Papier filtrirten Käferstrahlen überhaupt fähig seien, durch die Metalle hindurchzugehen und noch auf

1) Becquerel, Compt. rend. 122. p. 420, 501, 559, 689, 762. 1896.

die photographische Platte zu wirken. Zweitens erwartete ich, dass, wenn dieses der Fall sein sollte, durch die Stärke der Schwärzungen der Ausschnittsstellen von Cartonunterlagen den Grad der Durchlässigkeiten eventuell schätzen zu können. Als nun die Platte entwickelt wurde, sah ich etwas ganz Auffallendes. Nicht die ausgeschnittenen Stellen der Cartonunterlagen, sondern die Stellen, wo dieselben die photographische Platte berührten, waren stark angegriffen, d. h. ganz geschwärzt, während die Ausschnittsstellen alle gleich hell geblieben sind.

Die Richtung der Untersuchung wurde hierdurch auf diese Erscheinung abgelenkt, und da von derselben noch vielfach gesprochen werden soll, so bezeichne ich sie kurz mit dem Worte „Saugphänomen“ aus einem Grunde, welcher bald angegeben werden soll. Dieses Resultat erinnerte mich an die Arbeit von John Macintyre¹⁾, welcher bei seinen Versuchen über Photographien durch undurchlässige Substanzen ohne Crookes' Röhre die Ansicht ausspricht, dass Contactwirkung eine gewisse Rolle spielen könnte. Die Contactwirkung kann nun darin bestehen, dass die Berührung des Cartons und der Metalle electricische Potentialdifferenz verursacht, welche dann unter dem Einflusse der filtrirten Käferstrahlen photographisch wirksam wird. Um das zu sehen, schichtete ich Kupfer über Zink und Zink über Kupfer, verfertigte ferner zwei Zamboni'sche Säulen von 15 Plattenpaaren und legte sie auf eine photographische Platte (Versuch II). Dieselbe wurde dann genau so behandelt wie bei dem Versuche I. Das Resultat war, dass sowohl Cu|Zn- und Zn|Cu-Platten, als auch die beiden Zamboni'schen Säulen mehr oder weniger durchlässig sind, dass aber die Schwärzungen bei weitem nicht so intensiv waren, wie bei dem Saugphänomen. Danach scheint die Contact-electricität nicht die Ursache des Saugphänomens zu sein.

Um nun zu sehen, ob blosser Berührung des Cartonpapiers mit der photographischen Platte selbst die Ursache sei, stellte ich den Versuch I ohne Metallbedeckung an, sodass eine Cartonscheibe mit Ausschnitt allein auf die photographische Platte zu liegen kam (Versuch III). Hierbei zeigte sich die Ausschnittsstelle ganz schwarz und die Berührungsstelle nur wenig

1) John Macintyre, *Nature*, p. 379. 20. Febr. 1896.

angegriffen, also genau umgekehrt wie bei dem Versuche I. Es kann also eine blosser Berührung des Cartons mit der photographischen Platte auch nicht der Grund des Saugphänomens sein.

Zur weiteren Prüfung führte ich den Versuch I umgekehrt aus, indem dieses Mal die Metallplatten direct an die photographische Platte und darauf die Cartonscheiben mit Ausschnitten gelegt wurden (Versuch IV). Die Entwicklung zeigte leichte, ziemlich gleichförmige Schwärzungen, ohne die Ausschnittsstellen zu markiren. Ferner trat das Saugphänomen nicht auf, wenn über eine Kupferplatte mit Ausschnitt eine Cartonscheibe ohne Ausschnitt (oder eine Kupferplatte ohne Ausschnitt) aufgelegt (Versuch V) und genau so behandelt wurde, wie bei dem Versuche I.

Es scheint also für den Eintritt des Saugphänomens nothwendig zu sein, dass die Cartonscheibe mit Ausschnitt direct auf die photographische Platte zu liegen kommt und darauf eine Metall- oder Cartonplatte gelegt wird, welche die durch mehrere Schichten von schwarzem Papier filtrirten Käferstrahlen noch einmal filtrirt. Auch scheint eine Schichtung (Versuch VI) von mehreren Cartonscheiben mit Ausschnitten (die Ausschnittsstellen übereinander) das Saugphänomen zu verstärken, d. h. den photographischen Angriff der Berührungstellen zu befördern.

Diese Erscheinung macht mir den Eindruck von derjenigen der Permeabilität des Eisens für magnetische Kraftlinien. Vielleicht ist das Cartonpapier für Strahlen, welche durch Filtration durch Papierschichten erhalten worden sind (vgl. Versuch III), weniger, und für die noch einmal durch Metalle oder Carton filtrirten Strahlen (vgl. Versuch I) mehr permeabel. Dies ist der Grund, weshalb ich die Erscheinung „Saugphänomen“ nannte. Da jedoch keine greifbare Erklärung dafür gefunden werden kann, so soll dieses Wort nichts behaupten, sondern bloss als eine abkürzende Bezeichnung gebraucht werden.

Ob eine Metallplatte mit Cartonunterlage ohne Ausschnitt auch eine ebenso starke Schwärzung verursacht, das habe ich leider ausgelassen zu untersuchen.

Was nun die Durchlässigkeit anbetrifft, so zeigten drei Metalle folgende Reihenfolge:

Al, Cu, Sn.

Die Dicke scheint merkwürdigerweise keine wichtige Rolle zu spielen, wie es auch J. Macintyre¹⁾ mit seinem Tesla-transformator gefunden hat. Glas ist durchlässig und zwar ohne Differenz von Färbungen, wie Noden²⁾ für Röntgenstrahlen gefunden hat. Turmalin und Kalkspath sind durchlässig. Auch Fluorescen- und Uraniumacetat-Pulver sind durchlässig, während Y. Yamaguchi und H. Mizuno³⁾, K. Yamakawa⁴⁾ und H. Becquerel⁵⁾ gefunden haben, dass fluorescenzerregende Substanzen für Röntgenstrahlen undurchlässig sind. Holz ist mehr durchlässig als Metalle und zwar lassen die weicheren Stellen mehr Strahlen hindurch als die Fasern. Es zeigen also die durch Papierschichten filtrirten Strahlen gewisse Abhängigkeit zwischen den Durchlässigkeiten und den specifischen Gewichten wie die Röntgen'schen.

Im Verlaufe der Versuche wurde ich immer mehr gewahr, dass die Eigenschaften der Käferstrahlen wesentlich von den filtrirenden Substanzen abhängen müssen. Daher stellte ich eine Reihe von Versuchen an mit unfiltrirten, mit durch Carton oder durch Kupfer filtrirten Käferstrahlen, deren Ergebnisse noch beschrieben werden sollen.

Es ergab sich, dass unfiltrirte Käferstrahlen sich ganz wie gewöhnliche Lichtstrahlen verhalten. So z. B. zeigte die Platte, welche wie bei dem Versuche I präparirt war, unter den Metallplatten keine photographische Einwirkungen, sodass auch keine Spuren von Ausschnitten der Cartonunterlagen zu bemerken waren. Substanzen, die dem gewöhnlichen Lichte undurchlässig sind, erwiesen sich auch den unfiltrirten Strahlen undurchlässig. Ferner konnte Reflexion, Refraction und Polarisation leicht nachgewiesen werden.

1) J. Macintyre, *Nature* l. c.

2) Noden, *Compt. rend.* **122**. p. 237. 1896.

3) Y. Yamaguchi u. H. Mizuno, *Röntgen Toyei Shashincho*. p. 17. 1896.

4) K. Yamakawa, *Tokyo Butsurigakko Zassi* Nr. 55. p. 202. 1896.

5) H. Becquerel, *Compt. rend.* l. c.

Filtrirt man aber das Käferlicht durch dickes (etwa 3 mm) Cartonpapier, so erhält man im allgemeinen dieselben Resultate wie bei der Filtration durch Schichten von schwarzem Papier. Abweichend war doch das Resultat, dass das Saugphänomen erhalten wurde auch ohne Bedeckung. Auch Ebonit ohne Bedeckung zeigte dieselbe Erscheinung. Holzphotographie markirte auch die Fasern wie vorher.

Bei der Kupferfiltration tritt kein Saugphänomen mehr auf. Auch konnte eine Schichtung von Cartonscheiben (vgl. Versuch VI) das Saugphänomen nicht zu Stande bringen. Auffallend ist die Photographie von der Holzplatte; die Stellen der Fasern sind mehr angegriffen als die weicheren Stellen, also gerade umgekehrt wie bei den Filtrationen durch Papierschichten oder durch Carton. Dieses Resultat erinnerte mich an die Resultate von John Macintyre¹⁾, welcher gefunden hat, dass man durch einen Teslatransformator je nach der Behandlungsweise positive oder negative Photographien erhalten kann. Wenn auch J. Macintyre's und meine Resultate äusserlich sehr ähnlich aussehen, so sind die Gründe ganz verschieden. Denn bei den Holzphotographien wird der Unterschied durch die Verschiedenheiten der Filtersubstanzen verursacht. Um demnach zu sehen, ob die J. Macintyre'sche Behandlungsweise auch bei der Holzplatte mit filtrirten Käferstrahlen Einfluss hätte, wiederholte ich den Holzplattenversuch noch einmal, mit dem Unterschiede nur, dass eine Kupferplatte hinter die photographische Platte gelegt wurde, wie J. Macintyre gethan hat. Das Resultat wurde aber dadurch nicht geändert. Ferner habe ich den Versuch von J. Macintyre, welchen er nach dem Rath von Lord Kelvin ausgeführt hat, wiederholt, indem ich eine auf eine photographische Platte gelegte Holzplatte in eine Kupferkiste lichtdicht verschloss und die letztere gut zur Erde ableitete. Dies wurde der Einwirkung von etwa 300 Käfern ausgesetzt. Während J. Macintyre keine photographische Einwirkung nachweisen konnte, erhielt ich ein wohlgeprägtes Bild wie vorher. Nach diesen Versuchen müssen die durch Kupfer filtrirten Käferstrahlen von ganz anderer Natur sein wie Strahlen, welche ein Teslatriansformator aussendet.

1) J. Macintyre, Nature l. c.

Sowohl bei der Carton- als auch bei der Kupferfiltration habe ich eine Reihe von Versuchen über Durchlässigkeit ausgeführt, indem ich Kupfer als zu vergleichenden Gegenstand auswählte. Auf jede photographische Platte wurden gewöhnlich vier zu untersuchende Gegenstände gelegt, deren eine die Normalkupferplatte war. Vier bis sechs von so präparirten Platten wurden in eine grössere flache Holzkiste gethan, worauf, in einer Entfernung von etwa 5 mm, die filtrirende Platte zu liegen kam. Als Lichtquelle dienten 1000 oder mehr Käfer. Es wurde vorsichtig dafür gesorgt, dass kein directes Käferlicht hineingehen kann, wie bei allen anderen Versuchen. Die Expositionszeit betrug 2—3 Tage. Nach der Entwicklung sah man immer, dass die Normalplatten nicht immer gleich dunkel sind. Dies muss gewiss von der ungleichmässigen Vertheilung der Käfer herrühren, was an den unsymmetrischen Stellungen von Halbschatten dicker Gegenstände zu erkennen ist. Es ist also nicht leicht, eine exacte Scala der Durchlässigkeit herzustellen, solange man kein Mittel hat, die Käfer an bestimmte Stellen zu fesseln. Da ausserdem viele Photographien misslungen sind, so kann ich über die Durchlässigkeit der durch Carton und durch Kupfer filtrirten Strahlen nur gemeinschaftlich folgendes mittheilen:

Topas, Kalkspath, Salpeter, Feldspath (3 mm dick). Gummi, Tuch, Seide, medicinische Kapseln (hatte den Zweck, nachher Flüssigkeiten zu untersuchen) sind mehr oder weniger durchlässig. Achat zeigte deutlich die darin enthaltenen Skeletkrystalle (Eisensilicat?). Eierschale ist undurchlässig. Aluminium und Kupfer scheinen je nach der Filtration ihre Durchlässigkeiten zu ändern in ähnlicher Weise wie die weichen und harten Stellen von Holz. Recht curios war die Photographie von Quarz. In der Photographie einer senkrecht zur optischen Axe geschnittenen Platte, deren Seite sehr glatt cylindrisch abgeschliffen war, trat eine caustische Curve sehr deutlich auf. Es muss bei diesem Versuche die Mehrzahl der Käfer sich an eine bestimmte Stelle hinbegeben haben. Hiernach ist die regelmässige Reflexion sicher vorhanden.

Cartonfiltration scheint Strahlen zu liefern, welche mittlere Eigenschaften haben wie Papierschichten und Kupferfiltrationen.

Ebonitfiltration, welche ich wegen Mangel an Käfern noch viel lückenhafter ausführen konnte, scheint auch ein Mittelding zwischen Carton- und Kupferfiltration zu sein. Danach könnten vielleicht die Dichtigkeiten der Filtersubstanzen die Eigenschaften von Strahlen bedingen.

Interferenz und Polarisation konnte ich leider nicht nachweisen, doch bin ich überzeugt, dass sie vorhanden sind.

Versuche über die fluorescirende Wirkung auf Baryum-Platin-Cyanür, über die Einwirkung auf Radiometer und dynamische Entladung der Electricität gaben negative Resultate.

Die Thatsache, dass natürliche Käferstrahlen sich wie gewöhnliche Lichtstrahlen verhalten, während die filtrirten Strahlen durch Metalle, sogar durch Feldspath von 3 mm Dicke hindurchgehen, deutet hin, dass solche Strahlen erst bei der Filtration erzeugt werden. Analog könnte es auch mit der Quelle der Röntgenstrahlen sein. Dieselbe wird weder an der Kathode noch an der Anode zu suchen sein, sondern die Filtration der Kathoden- oder vielleicht der Anodenstrahlen durch die Glaswand wird erst Strahlen gewisser Art erzeugen, und wenn die so erhaltenen Strahlen noch weiter durch Holz, Pappe, Aluminium etc. filtrirt werden, so werden wohl Strahlen von immer anderer Natur, möglicherweise homogener erhalten. Wäre dies wirklich der Fall, so würde man in der Filtration eine Methode der Homogenisirung der Röntgenstrahlen finden. Und wenn sie homogen genug erhalten worden sind, so wäre es nicht unmöglich, Reflexion, Interferenz und Polarisation noch deutlicher nachzuweisen als bis jetzt. Die filtrirten Käferstrahlen sind mehr den Becquerel'schen Fluorescenzstrahlen ähnlich als den Röntgen'schen, sodass sie auch wahrscheinlich ein Mittelding zwischen ultravioletten und Röntgenstrahlen bilden. Somit bin ich geneigt, mit J. J. Thomson¹⁾ aus der Analogie zu schliessen, dass Röntgenstrahlen transversal sind.

Uebersicht.

Die Resultate lassen sich kurz zusammenfassen wie folgt:

1. Das natürliche Käferlicht verhält sich wie das gewöhnliche Licht.

1) J. J. Thomson, Nature p. 581. 23. April 1896.

2. Die durch Filtration des natürlichen Käferlichtes durch Carton oder durch Kupferplatten etc. erhaltenen Strahlen haben ähnliche Eigenschaften wie die Röntgen'schen oder wie die Becquerel'schen Fluorescenzstrahlen.

3. Die filtrirten Käferstrahlen zeigen dem Carton gegenüber ein auffallendes Verhalten, das Saugphänomen, welches dem Verhalten der magnetischen Kraftlinien gegen Eisen ähnlich ist.

4. Die Eigenschaften der filtrirten Käferstrahlen scheinen von den filtrirenden Substanzen abzuhängen, vielleicht von der Dichtigkeit der letzteren.

5. Es scheint, dass die unter 2. angegebenen Eigenschaften erst durch Filtration erzeugt werden. Analog könnten X-Strahlen auch erst durch Filtration erzeugt werden, und die Filtration mag ein Mittel geben, X-Strahlen zu homogenisiren.

6. Die filtrirten Käferstrahlen zeigen deutliche Reflexion. Refraction, Interferenz und Polarisirung konnte nicht nachgewiesen werden, doch glaubt der Verfasser, dass sie vorhanden sein werden.

7. Die filtrirten Käferstrahlen scheinen wie die Becquerel'schen Fluorescenzstrahlen mittlere Eigenschaften zwischen ultraviolett und Röntgenstrahlen zu besitzen, sodass sie zu der J. J. Thomson'schen Schlussweise über die Transversalität der Röntgenstrahlen einen Beitrag liefern.

Johanniskäfer.

Es wird nicht uninteressant sein, etwas vom Johanniskäfer selbst zu sprechen. Die Käfer, welche am Anfang dieser Arbeit gebraucht wurden, waren recht gross. Der grösste 20 mm lang, im Mittel etwa 13—15 mm. Gegen Ende konnten nur sehr kleine erhalten werden, von etwa 8 mm Länge. Ein grosser Käfer hat zwei Reihen von leuchtenden Kügelchen am Unterleib, während ein kleiner drei Reihen besitzt, also ein kleiner verhältnissmässig viel Licht aussendet. Photographisch wirksam ist aber nicht dieser leuchtende Theil allein, sondern fast der ganze Körper. Als nämlich in dem photographischen Zimmer ein Käfer zufällig auf eine empfindliche Platte angeflogen kam, entwickelte ich sie sofort und erhielt eine netzartige Abbildung des ganzen Käfers, jedoch war die

Stelle des Unterleibes stärker angegriffen. Da die photographisch wirksamen Strahlen wahrscheinlich durch die Flügel mit Leichtigkeit hindurchgehen (oder sogar erst durch die Flügel erzeugt werden, so wird es zum Photographiren, abgesehen von der Entfernung, ziemlich gleichgültig sein, ob die Käfer ihre vorderen Seiten oder ihre Rücken der photographischen Platte zukehren. Die Käfer leuchten von etwa 6 Uhr Abends bis 11 Uhr Nachts am stärksten. Um die Käfer möglichst lange lebend zu erhalten, muss man sie zwischen den Experimenten, also wo sie nicht gebraucht werden, mit Wasser bespritzen. Zuckerwasser ist nutzlos, wenn man auch viel davon spricht. Verstärkung des Leuchtens mit Sauerstoff ist erfolglos. Tote Käfer leuchten noch, solange sie nicht ganz vertrocknen, besonders wenn man sie abreibt. Johanniskäfer gehören zu einer der Sehenswürdigkeiten der Stadt Kyoto, wo diese Arbeit gemacht worden ist. Etwa Mitte Juni sieht man bei Nacht Tausende von Käfern die malerische Umgebung der Stadt beleuchten. Doch dauert die Jahreszeit nicht lange genug, um eingehendere Studien zu machen, und es wird mir sehr lieb sein, wenn jemand die Güte haben wollte, die Methode der Käferzucht mitzuthemen.

In alten japanischen Büchern soll geschrieben stehen, dass man Bambusrohr erweichen kann, indem man es mit Johanniskäfern kocht.

Es wird interessant sein, auch andere leuchtende Dinge, wie Infusorien, Fische, verwesende Substanzen etc. zu untersuchen.

Endlich muss ich Hrn. M. Kasuya meinen Dank aussprechen dafür, dass er mir mit der Lieferung von Käfern, mit der Entwicklung der photographischen Platten etc. so eifrig geholfen hat.

Daisan Kotogakko, Kyoto, Japan, 5. August 1896.

14. *Ueber einen Versuch, eine electrodynamische Sonnenstrahlung nachzuweisen, und über die Aenderung des Uebergangswiderstandes bei Berührung zweier Leiter durch electriche Bestrahlung; von J. Wilsing und J. Scheiner.*

Von der von Stoney und v. Helmholtz begründeten Theorie der Valenzladungen der Atome ausgehend, haben die Herren Ebert¹⁾ und Richarz²⁾ die Schwingungen entgegengesetzter Ladungen als Hertz'sche Schwingungen von „Oscillatoren molecularer Dimensionen“ aufgefasst. Für die Periodenlänge der Schwingung findet Hr. Richarz bei Wasserstoff von 0° $T = 23.10^{-15}$ sec., während die Periodenlänge der äussersten rothen Wellen 25.10^{-16} sec. beträgt, sodass das Gas electriche Schwingungen aussendet, welche mit der ultrarothern Wärmestrahlung identisch sind. Experimentell gelang es Hrn. P. Lebedew³⁾ mit der Thermosäule die Wirkung electrodynamischer Schwingungen von 3 mm Wellenlänge nachzuweisen. Die äussersten ultrarothern Wärmestrahlen von 3μ , die Herr Langley im Sonnenspectrum mit dem Bolometer zu erkennen vermochte, und die erheblich längeren Wellen von $5,3\mu$ bez. $5,7\mu$, bei terrestrischen Wärmequellen von 30μ , welche die Hrn. Langley und Rubens⁴⁾ mit Hülfe von Steinsalzprismen messen konnten, werden daher von den electrodynamischen Schwingungen nur noch durch eine kleine Lücke getrennt. Die Erregung von Licht, Wärme oder electrodynamischen Wellen scheint daher nur von der Beschaffenheit des Oscillators abzuhängen. Gilt die Stetigkeit des Uebergangs von der als Licht und Wärme auftretenden Strahlung zu den electriche Schwingungen für erwiesen, so wird man die Möglichkeit des Auftretens solcher Schwingungen langer

1) Ebert, Wied. Ann. **49**. p. 651. 1893.

2) Richarz, Sitzungsber. Niederrh. Ges. Bonn **47** und Wied. Ann. **52**. p. 385. 1894.

3) Lebedew, Wied. Ann. **56**. p. 11. 1895.

4) Rubens, Wied. Ann. **45**. p. 254. 1892.

Periode in Verbindung mit der Emission leuchtender Strahlen zugeben müssen, und es liegt daher der Gedanke nahe, auch in dem uns von der Sonne zugesandten Strahlencomplexe electriche Strahlen als vorhanden anzunehmen. Eine Schwierigkeit, welche sich dem Nachweis einer electricen Sonnenstrahlung entgegenstellt, muss jedoch sogleich hervor gehoben werden. Da nämlich die der Beobachtung zugängliche Strahlung durch die Absorption in der Atmosphäre verändert ist, so wird das Ergebniss der Untersuchung von der Durchlässigkeit der letzteren abhängig. Nach Ansicht des Hrn. Langley erstreckt sich das Spectrum vor der Absorption in den oberen atmosphärischen Schichten viel weiter ins Ultraroth hinein als auf der Erdoberfläche.¹⁾ Man könnte diese atmosphärische Schirmwirkung, welche die electriche Strahlung aufhalten würde, vergleichen mit derjenigen einer geschlossenen, leitenden und für Schwingungen langer Periode undurchdringlichen Hülle. Doch müsste ein Leuchten der verdünnten Gase in den oberen atmosphärischen Schichten angenommen werden, da nach den Versuchen der Herren H. Ebert und E. Wiedemann²⁾ verdünnte Gase nur dann schirmen, wenn sie durch Oscillation zum Leuchten gebracht sind. Die gewöhnliche atmosphärische Absorption, welche nach Hrn. Langley mit wachsender Wellenlänge beständig abnimmt, wäre von dieser Schirmwirkung, ebenso, wie die auf bestimmte Stellen des Spectrums beschränkte Absorption der Kohlensäure³⁾ wesentlich verschieden. Bei Annahme einer electricen Schirmwirkung der Atmosphäre wird dieselbe jedoch nicht als eine absolute gelten können; vielmehr dürften die Wellen allmählich mit zunehmender Länge die Fähigkeit verlieren, den Schirm zu durchdringen, sodass die Grenze des Spectrums wesentlich durch die Empfindlichkeit der Beobachtungsmethode bedingt wird. Aus diesem Grunde musste bei der Wahl der Methode zur Nachweisung electricer Sonnenstrahlung eine möglichst hohe Empfindlichkeit maassgebend sein. Wir hielten daher die von uns in den

1) Langley, Wied. Ann. 19. p. 400. 1893.

2) H. Ebert und E. Wiedemann, Wied. Ann. 49. p. 49. 1893.

3) K. Ångström, Wied. Ann. 39. p. 279. 1890.

Sitzungsberichten ¹⁾ angegebene Methode für besonders geeignet. Dieselbe beruht auf den von Hrn. Lodge ²⁾ gefundenen galvanischen Widerstandsänderungen, welche bei loser Berührung zweier Metalle durch die electrischen Schwingungen ausgelöst werden, und ein wesentlicher Vorzug derselben scheint uns darin zu bestehen, dass jene Widerstandsänderungen nicht, wie die Wirkung der electrischen Schwingungen auf Bolometer und Thermosäule, unmittelbar auf Temperaturänderungen hinführen, sondern eine besondere Wirkungsform der Schwingungen langer Periode sind.

Am angeführten Orte haben wir über Versuche berichtet, welche zeigen, dass die Aenderungen des galvanischen Widerstandes, über welche Hr. v. Lang ³⁾ gleichzeitig Untersuchungen angestellt hat, ausschliesslich in einer Aenderung des Uebergangswiderstandes an der Berührungsstelle der beiden Leiter bestehen und durch die Form und die Dimensionen der Leiter selbst wenig beeinflusst werden. Bei diesen Versuchen waren ein Multiplicator, dessen 6 cm langes Nadelpaar eine Schwingungsdauer von 10 sec. besass, und die für electrische Schwingungen empfindliche „Brücke“ unmittelbar in den Stromkreis des Elementes eingeschaltet. Die Brücke bestand aus einem einige Millimeter dicken und mehrere Centimeter langen Stahldraht, welcher lose über zwei Stahldrähte gleicher Dimensionen gelegt, den Stromkreis schloss. Bei der Grösse des Uebergangswiderstandes an den Berührungsstellen der Stahldrähte, der sich gewöhnlich auf mehrere 1000 Ohm belief, zeigte die Nadel keinen merklichen Ausschlag. Sobald aber ein Funke zwischen den Enden des Inductionskreises eines kleinen 10 cm langen Inductoriums oder zwischen den Polen einer Influenzmaschine überging, wurde der Widerstand an den Berührungsstellen des Brückendrahtes auf wenige Ohm herabgedrückt, sodass die Nadel durch den sich plötzlich entwickelnden Strom, dessen Intensität 0,01 Amp. betrug, einen heftigen Impuls empfing. Die Widerstandsver-

1) J. Wilsing und J. Scheiner, Sitzungsber. der K. Preuss. Akad. d. Wiss. Dec. 1895.

2) The work of Hertz and some of his successors.

3) v. Lang, Sitzungsber. der K. Akad der Wissensch. in Wien, Juli 1895 und Wied. Ann. 57. p. 34. 1896.

minderung blieb eine dauernde, so lange die Berührungsstellen der Drähte nicht verändert wurden. Zur Erzielung grosser Empfindlichkeit musste die Oberfläche der Drähte sorgfältig gereinigt werden, auch musste, bei richtiger Abmessung des Druckes an den Berührungsstellen und der Stromstärke, der Uebergangswiderstand schon bei einer leichten Erschütterung der Brücke verschwinden. Wir zeigten ferner, dass die Widerstandsverminderung nicht nur das Vorhandensein electrodynamischer Schwingungen in der Umgebung der Brücke anzeigt, sondern auch ihrem Betrage nach durch die Energie dieser Schwingungen bestimmt werden kann. Als die Entfernung zwischen Brücke und primärem Leiter vergrössert wurde, erhielten wir die folgenden Ausschläge der Nadel:

Entfernung	Ablenkung	Entfernung	Ablenkung
1,75 ^m	51°	15,8 ^m	13
3,5	44	20,8	7
5,8	35	24,8	8
10,8	24		

Da jede Schirmwirkung bei der Empfindlichkeit der Brücke durch die Reflexion der Wellen an den Wänden des Zimmers verdeckt wurde, konnte nur durch Vergrösserung der Entfernung eine Verminderung der Energie der Schwingungen erzielt werden. Eine völlige Isolirung gegen electriche Wellen wurde nur erreicht, wenn ausser der Brücke auch das Galvanometer und das Element nebst den Leitungsdrähten in einen mit Stanniol überzogenen Kasten eingeschlossen war.¹⁾

Um nun die Methode für Messungszwecke brauchen zu können, mussten wir die Wellen von den Berührungsstellen der Drähte fernhalten, ohne zugleich Galvanometer und Element einzuschliessen. Nach vielen Versuchen erreichten wir dies auf folgende Weise. In die obere Seite eines würfelförmigen Blechkastens wurde eine 100 qcm grosse Oeffnung geschnitten, durch welche die Brücke in das Innere des Kastens gebracht werden konnte. Die Oeffnung wurde dann durch einen gut anschliessenden Metalldeckel wieder verschlossen. Von der Brücke führte ein Leitungsdraht an die Innenfläche des Kastens, an welchen aussen ein zum Element führender

1) Vgl. Aschkinass, Sitzung der Physik. Gesellschaft zu Berlin. 30. Mai 1894.

Draht angelöthet war. Der zweite Draht, welcher die Brücke mit dem Element verband, ging von letzterem zunächst zur Mitte einer Blechplatte von 25 qcm Grösse und dann isolirt durch eine kleine Oeffnung in der Seitenwand des Kastens zur Brücke. Diese Seitenwand war mit einer dünnen Papierschicht überzogen, welche den Uebergang des Stromes von der erwähnten, fest anliegenden Blechplatte auf den Kasten verhinderte. Die Schwingungen, welche von den Zuleitungsdrähten aufgefangen und an die Aussenseite des Kastens geleitet werden, vermögen nicht in das Innere desselben zu dringen, da sie dabei den Raum zwischen den beiden nur durch die Papierschicht getrennten, leitenden Flächen durchlaufen müssten.

Nunmehr gelang der Nachweis quantitativer Unterschiede in der Wirkung der Schwingungen auf den Widerstand der Brücke zunächst durch Reflexion derselben. Sobald die Schwingungen nach Abheben des Deckels vom Kasten zur Brücke gelangten, trat eine Widerstandsverminderung ein. Die Grösse derselben hing nur von der Energie derjenigen Schwingungen ab, welche an den Zimmerwänden reflectirt wurden, da die Verbindungslinie von Brücke und Funkenstrecke durch die metallische Seitenwand des Kastens ging. Wurde aber die Energie der Schwingungen in der Umgebung der Brücke durch Reflexion an einer über die Oeffnung des Kastens gehaltenen Metallplatte von 16 cm Seitenlänge verstärkt, so trat abermals eine Verminderung des Widerstandes ein.

In der ersten Columne der folgenden Tabelle ist der anfängliche Widerstand w_1 , in der zweiten der Widerstand nach Oeffnung des Kastens, in der dritten der Widerstand nach der Reflexion der Schwingungen an der Metallplatte gegeben.

Erste Reihe			Zweite Reihe			Dritte Reihe		
w_1	w_2	w_3	w_1	w_2	w_3	w_1	w_2	w_3
16700	46 Ohm	14 Ohm	8100	150 Ohm	(42) Ohm	11500	550 Ohm	22 Ohm
17500	100	22	8400	129	27	26700	525	29
14600	43	15	15600	156	15	9000	372	(10)
11500	33	16	13300	151	18	17500	443	24
9900	96	26	9600	133	26	22800	(1570)	34
	64 Ohm	19 Ohm		144 Ohm	22 Ohm		473 Ohm	27 Ohm

Zwischen jeder der Reihen wurde der Schwingungszustand des primären Leiters durch geringe Aenderungen der Schlagweite der Funken variirt. Der Einfluss dieser Aenderungen tritt besonders deutlich in der Wirkung der unregelmässigen Schwingungen hervor, welche, nach Reflexion an den Zimmerwänden, zur Brücke gelangten.

Wir geben nun einige Messungsreihen, deren erste zeigt, in wie weit die Widerstandsänderungen von dem Betrage des anfänglich vorhandenen Widerstandes w_1 abhängen. Zur Erregung der Schwingungen dienten bei den oben mitgetheilten, sowie allen folgenden Versuchen zwei Kugeln von 4,0 cm Durchmesser in Verbindung mit dem kleinen Inductorium und einem Flaschenelement. Die Entfernung zwischen Brücke und Kugeln betrug etwa 3 m. Die Schwingungen wurden bei der folgenden Versuchsreihe gegen die im Kasten befindliche Brücke mittels einer 24 qcm grossen Blechplatte reflectirt.

w_1	w_2	w_1	w_2
50000 Ohm	11,1 Ohm	1470 Ohm	16,3 Ohm
24000	10,6	890	56,3
13290	8,5	786	85,3
11500	10,9	316	104,1
1550	18,5	266	96,2

Die Widerstände w_2 können, sobald die anfänglich vorhandenen Widerstände w_1 mehrere Tausende Ohm überschreiten, als constant gelten. Bei kleinen Widerständen w_1 unter 1000 Ohm tritt aber eine merkliche Erhöhung des Widerstandes w_2 ein.

w_1	1 F.	2 F.	n F.
2070 Ohm	3,8 Ohm		
6690	3,1		2,3 Ohm
8270	3,6		3,4
15700	5,1		3,5
16200	3,9		2,7
17500			2,6
10900	3,6	3,2 Ohm	3,2
10100	3,3	2,7	2,7
10600	5,2	4,7	4,0
Mittel	3,9	3,5	3,0

w_1	1 F.	2 F.	3 F.	4 F.	5 F.	n F.
19000	6,0	4,9	4,4	3,9	3,6	3,1

Bei den vorstehenden Versuchen war die Brücke ausserhalb des Kastens frei aufgestellt. Die Versuche zeigen die Wirkung

einzelner Funken. Die erste Columnne enthält den Anfangswiderstand w_1 , die zweite den Widerstand nach Auslösung des ersten Funkens etc., die letzte den Widerstand, nachdem der Funkenstrom etwa 1 sec. zwischen den Kugeln übergegangen war.

Da der Widerstand des Zweiges der Leitung, in welchem sich die Brücke befand, 0,50 Ohm betrug, so blieben nach Einwirkung der Schwingungen nur 2,5 Ohm von dem anfänglichen Widerstande an den Berührungsstellen der Drähte übrig.

Nach Einführung eines Blechschirms von ca. $\frac{1}{10}$ qm in den Gang der Strahlen wurden die Versuche fortgesetzt.

w_1	1 F.
12500 Ohm	7,5 Ohm
11500	6,9
11800	4,7
19800	5,4
10400	6,4
25000	6,1
	<hr/> 6,2 Ohm

Eine deutliche Schirmwirkung ist vorhanden, da der Widerstand nach Einwirkung der Schwingungen um 2,3 Ohm grösser ist als ohne Schirm. Dass diese Schirmwirkung nur verhältnissmässig geringfügig ist, rührt von der Reflexion der Schwingungen an den Zimmerwänden, besonders aber davon her, dass ein Theil der Schwingungen von den ungeschirmten Leitungsdrähten aufgefangen und der Brücke zugeführt wurde.

Bei den folgenden Versuchen waren die Kugeln abgenommen, sodass der Funke unmittelbar zwischen den Enden der Inductionsspirale, welche in 0,1 mm dicke Drähte ausliefen, übersprang.

w_1	w_2	w_1	w_2
10400 Ohm	16,0 Ohm	9400 Ohm	13,1 Ohm
7900	12,1	6700	14,9

Aus diesen Reihen ergibt sich deutlich eine Verminderung der auslösenden Wirkung bei abnehmender Energie der electrodynamischen Schwingungen. Doch war die Wirkung der Schwingungen in allen Fällen noch so kräftig, dass der Widerstand der Brücke fast auf Null herabgebracht wurde folglich Unterschiede in der Wirkung der Schwingungen nur

in geringem Maasse hervortreten konnten. Zur Untersuchung der Widerstandsänderungen bei ganz schwachen electrodynamischen Schwingungen wurde eine beträchtliche Dämpfung erforderlich, welche nur durch Beschirmung der Brücke mittels des Blechkastens erzielt werden konnte. Die Oeffnung des Kastens wurde mit zwei gegen einander drehbaren Stanniolgittern bedeckt, deren parallele 2 mm breite Streifen 1 cm voneinander entfernt waren. Eine über dem Kasten befestigte Blechplatte reflectirte die Schwingungen gegen die Gitter. Wir fanden bei verschiedenen Stellungen der Gitter nach Erregung der Schwingungen die folgenden Widerstände W_2 :

Gitterstriche.

senkrecht		parallel		45° geneigt	
w_1	w_2	w_1	w_2	w_1	w_2
9640 Ohm	7200	über	9,6	19000	1240
35000	35000	10000	26,6	23000	1240
senkrecht		parallel		45° geneigt	
w_1	w_2	w_1	w_2	w_1	w_2
4900 Ohm	3900	8000	47	3900	240
3200	3200	9500	65	5100	265
senkrecht		parallel		30° geneigt	
w_1	w_2	w_1	w_2	w_1	w_2
über		über	49	über	366
6000	$= w_1$	6000	26	6000	453

Die geringere Uebereinstimmung dieser Messungen bei sehr gedämpften Schwingungen rührt wesentlich davon her, dass der Verschluss des Kastens durch die Gitter nicht vollkommen genug war, um das Eindringen unregelmässiger Schwingungen ganz verhindern zu können; auch war die Energie der von den Gittern polarisirten Schwingungen vermuthlich Schwankungen unterworfen. Doch dürften gerade diese Versuche mit stark gedämpften Schwingungen zeigen, wie ausserordentlich empfindlich der Widerstand auf die geringsten Aenderungen des Schwingungszustandes reagirte. Das Ergebniss aller dieser Versuche beweist, dass die Grösse der Widerstandsverminderung bei constantem Anfangswiderstand von der Energie der Schwingungen abhängt, dass also die Widerstandsänderungen nicht nur das Vorhandensein electrodynamischer Schwingungen anzeigen, sondern auch zu quantitativen Messungen dienen können.

Für den vorliegenden Zweck einer Untersuchung der Sonnenstrahlung genügte der Nachweis, dass der geschlossene Kasten eine vollkommene Schirmwirkung gegen die Schwingungen ausübte, und dass der Widerstand nach Oeffnung desselben durch geeignete Reflexion der Schwingungen nahe auf denselben Betrag herabgebracht werden konnte, welcher der Wirkung der directen Bestrahlung der frei aufgestellten Brücke entsprach.

In ganz gleicher Weise, wie die vom primären Leiter ausgehenden Schwingungen wurden nun die von einem Helio-
staten reflectirten Sonnenstrahlen durch einen Metallspiegel gegen den Kasten gerichtet, sodass sie nach Entfernung des Deckels die Brücke trafen. War der Helio-
statenspiegel mit schwarzem Papier bedeckt, so zeigte eine sehr empfindliche Thermosäule an der Stelle, wo sich die Brücke befand, nur noch eine geringe Wärmewirkung an, welche durch einen zwischen geschalteten Papierschirm vollkommen unmerklich gemacht werden konnte. Da das Papier aber für electro-
dynamische Schwingungen durchlässig ist, so mussten sich, wenn solche Schwingungen vorhanden waren, aus der Beobachtung der Widerstandsänderungen in der Brücke und aus den Messungen mit der Thermosäule verschiedene Werthe für die Schirmwirkung des Papiers ergeben.

Zunächst zeigte sich bei unbedecktem Spiegel eine starke Wirkung im Sinne einer Verminderung des Widerstandes. Da diese Aenderungen aber nach Aufhören der Bestrahlung meist längere Zeit andauerten, so glaubten wir, ihre Ursache wesentlich in elastischen Deformationen zu finden, welche den Druck an den Berührungstellen der Drähte vermehrten und von der durch die Wärme bewirkten Ausdehnung der Brücke herührten. Fast ganz unempfindlich zeigte sich die Brücke in der folgenden Form. Der bisher lose über beiden Zuleitungsdrähten liegende Draht wurde durch einen dünnen 10cm langen, kreisförmig gebogenen Draht mit dem einen Ende der Leitung fest verbunden, während er das andere Ende derselben lose berührte, sodass nur an dieser Stelle ein grosser Widerstand vorhanden war. Hier hat die durch Erwärmung bewirkte Ausdehnung wesentlich nur eine Durchbiegung des elastischen Drahtes ohne Druckänderung an dem Berührungspunkt zur Folge.

Datum	α_1	Empfindlichkeit	Bestrahlung	Funke	Bemerkungen
1896 Juni 23 11 ^h 0 ^m	75 Ohm	0,0083	0,05 Ohm	50 Ohm	Himmel bewölkt, Spiegel nicht bedeckt.
	2000 "	1,0	5,0 "	1950 "	Himmel bewölkt.
Juni 24 11 30	87 "	0,0012	0,005 "		Himmel bewölkt.
		0,017	0,02 "	1740 "	Spiegel nicht bedeckt.
	1780 "	0,40	4 "		
Juni 25 11 45	56 "	0,00077	0,02 "	40 "	Himmel bewölkt, Spiegel nicht bedeckt.
	83 "	0,0014	0,07 "	74 "	Sonne verschleiert, Nadel unruhig, Spiegel bedeckt. Bei unbedecktem Spiegel tritt eine Widerstandsverminderung von mehr als 0,5 Ohm ein.
	5020 "	1,4	0,0 "	5011 "	Sonne verschleiert, Spiegel bedeckt. Bei unbedecktem Spiegel tritt eine Widerstandsverminderung von etwa 60 Ohm ein.
					Sonne verschleiert, Wolken.
Juni 27 12 0	128 "	0,033	0,1 "	113 "	Sonne verschleiert, Spiegel bedeckt.
	175 "	0,0033	0,03 "	150 "	Sehr klarer Himmel zwischen Wolken, Spiegel bedeckt.
	100 "	0,00071	0,01 "		Sonne verschleiert.
	66 "	0,00050	0,01 "	45 "	Spiegel bedeckt.
Juli 8 11 30	200 "	0,0025	0,05 "	175 "	Sonne verschleiert.
	120 "	0,0050	0,05 "		Sehr klar, Spiegel bedeckt. Bei unbedecktem Spiegel tritt eine Widerstandsverminderung von mehr als 3 Ohm ein; nach Bedeckung steigt der Widerstand langsam wieder.
Juli 9 12 0	260 "	0,17	1,0 "		Dünner Wolkenschleier, Nadel sehr unruhig.
					Spiegel bedeckt.
Juli 10 10 35	230 "	0,01	0,1 "		Sehr klar, Spiegel bedeckt.
	390 "	0,042	0,2 "	6121 "	Bei unbedecktem Spiegel tritt eine beträchtliche Widerstandsverminderung ein.
	6140 "	500	400 "		Sehr klar, Spiegel bedeckt. Bei unbedecktem Spiegel tritt eine beträchtliche Widerstandsverminderung ein.
	210 "	0,0083	0,03 "		
Juli 11 11 15	320 "	0,020	0,2 "		

Zur Messung der Widerstandsänderungen diene in Verbindung mit einer Wheatstone'schen Brücke ein Siemens'sches Galvanometer, dessen Glockenmagnete indessen durch ein leichteres System ersetzt waren. Die Bewegung des Spiegelbildes der 2 m vom Galvanometer entfernten Scala wurde mit dem Fernrohre beobachtet. Nach Bestimmung des Widerstandes der Brücke wurde mittels Einschaltung eines bekannten kleinen Widerstandes in denselben Zweig die Empfindlichkeit oder der Werth der Scaleneinheit in Ohm bestimmt. Dann wurde der Kasten geöffnet und die Wirkung der Strahlung auf den Widerstand beobachtet. Schliesslich wurde die Empfindlichkeit der Brücke durch Erregung der Funkenstrecke controllirt.

Die zweite Columne der vorstehenden Tabelle enthält den anfänglichen Widerstand w_1 vor der Bestrahlung, die dritte Columne den Werth eines Scalentheils in der Nulllage, die vierte Columne gibt die Grenze, unterhalb welcher der Betrag der Widerstandsänderung infolge Bestrahlung mit Rücksicht auf die Unsicherheit der Ablesungen liegen musste, endlich die fünfte Columne die Widerstandsänderung bei Erregung der Funken.

Diese Versuche führen zu keinem positiven Ergebnisse. Trennt man das Gebiet der zu untersuchenden Schwingungen von der Wärmestrahlung durch die Forderung, dass die Schwingungen in merklichem Grade die Fähigkeit besitzen sollen, Nichtleiter zu durchdringen, so lässt sich aus den Versuchen kein angebbarer Betrag für die Energie einer solchen Sonnenstrahlung ableiten, woraus aber im Hinblick auf die in der Einleitung hervorgehobene mögliche Schirmwirkung unserer Atmosphäre noch nicht auf das Nichtvorhandensein derselben in dem ursprünglich von der Sonne ausgehenden Strahlencomplex zu schliessen ist.

Die ausserordentliche Empfindlichkeit, welche die Brücke unter gewissen Umständen gegen die Wärmestrahlung zeigt, scheint, wie schon bemerkt, wesentlich mechanischer Natur zu sein; es ist nach unseren Versuchen jedoch nicht ausgeschlossen, dass auch eine directe Wirkung der Wärmestrahlen auf die Widerstandsveränderung statt hat.

Potsdam, Kgl. Observatorium, August 1896.

15. *Ueber mechanische Erklärungen irreversibler Vorgänge. Eine Antwort auf Hrn. Boltzmann's „Entgegnung“; von E. Zermelo.*

Durch meine Abhandlung im letzten Märzheft dieser Zeitschrift „Ueber einen Satz der Dynamik und die mechanische Wärmetheorie“¹⁾ hat sich Hr. Boltzmann zu einer sofortigen „Entgegnung“²⁾ veranlasst gefunden, einer Entgegnung freilich, in der ich eher eine Bestätigung als eine Widerlegung meiner Ausführungen erblicken kann. Nicht nur den zu Grunde liegenden Satz Poincaré's erkennt Hr. Boltzmann als „selbstverständlich richtig“ an, sondern auch seine Anwendbarkeit auf ein abgeschlossenes System von Gasmoleculen im Sinne der kinetischen Theorie. In der That seien in einem solchen Systeme die Vorgänge, mathematisch betrachtet, *periodischer* Natur, also *nicht irreversibel* im strengen Sinne, sodass eine wirklich *fortdauernde* Vermehrung der Entropie, wie der zweite Hauptsatz in seiner gewöhnlichen Fassung sie fordert, *nicht* angenommen werden dürfe. Eben dies zu beweisen und damit eine gesicherte Grundlage für die Erörterung der principiellen Frage zu gewinnen, war das Ziel meiner Arbeit; Hrn. Boltzmann's gastheoretische Untersuchungen wurden mir erst später bekannt, schienen mir aber diese allgemeine Aufklärung noch keineswegs, wie er selbst annimmt, überflüssig zu machen.

Die von mir (p. 493) behauptete „Nothwendigkeit, entweder dem Carnot-Clausius'schen Princip oder aber der mechanischen Grundansicht eine principiell andere Fassung zu geben“, wäre also zugestanden, und nur die Entscheidung zwischen den beiden Möglichkeiten bliebe zunächst noch dem Einzelgeschmack überlassen. Hier würde ich allerdings, und ich wohl nicht allein, die einfache Zusammenfassung einer Fülle gesicherter *Erfahrungen* zu einem einzigen allgemein-

1) E. Zermelo, Wied. Ann. 57. p. 485. 1896.

2) H. Boltzmann, Wied. Ann. 57. p. 773. 1896.

gültigen Satze nach den Regeln der Induction für zuverlässiger halten, als eine ihrer Natur nach niemals direct beweisbare *Theorie* und wäre daher *diese* eher aufzugeben oder abzuändern bereit wie *jenen*, wenn doch einmal beide nicht zu vereinigen sind. — Hr. Boltzmann dagegen, der an der herkömmlichen mechanischen Auffassung gar nichts geändert wissen will, verwandelt den zweiten Hauptsatz in einen „blossen Wahrscheinlichkeitssatz“ von zeitlich beschränkter Gültigkeit; er hält aber diese Abänderung, deren *principielle* Bedeutung er selbst nicht verkennen wird, für durchaus unbedenklich, ja unwesentlich, denn „praktisch“ seien beide Fassungen „völlig gleichbedeutend“. Sehen wir nun, wie weit ihm dies nachzuweisen gelungen ist.

Das eine ist zweifellos richtig, was Hr. Boltzmann betont: bei der ungeheuren Anzahl der Molecüle in einem endlichen Gasvolumen wird auch die mittlere Dauer der Poincaré'schen Perioden, in denen sich jeder Zustand wiederholt, allzu gross werden, als dass eine directe *Beobachtung* der theoretisch nachgewiesenen Periodicität zu erwarten wäre. Nur seine numerische Abschätzung (p. 782—784), der er einen einzelnen exceptionellen Anfangszustand, eine ganz bestimmte Combination der Molecüle zu Grunde legt, kann ich hier nicht für maassgebend halten; handelt es sich doch in der Praxis immer nur um den „physikalischen Zustand“, der durch sehr viel verschiedene Combinationen verwirklicht werden und darum auch sehr viel früher wiederkehren kann. Auch genügte es für meinen Zweck bereits, die Wiederkehr irgend eines anderen Zustandes von gleichem oder kleinerem Entropiewerthe nachzuweisen, und die Perioden einer solchen einzelnen Function S werden je nach ihrer Natur verschieden, im Ganzen aber durchaus nicht mehr so „beruhigend“ gross ausfallen. Immerhin wird es auch solche Functionen geben, deren Periodicität sich gleichwohl noch jeder Beobachtung entzieht, und zu ihnen mag auch gerade die Entropiefunction gehören.

Für eine solche Function kann nun allerdings der Fall eintreten, dass sie beständig zuzunehmen *scheint*, weil der theoretisch immer vorhandene absteigende Ast der periodischen Curve erst so spät beginnt, dass er praktisch nicht mehr in Betracht kommt. Daraus folgt aber noch keineswegs, dass es

auch Functionen gebe, für welche *immer* nur der aufsteigende, niemals der absteigende zur Erscheinung gelangte, was doch von dem mechanischen Analogon der Entropiefunction gelten müsste. Diese Eigenschaft für die in unserer Zeit nun einmal geltenden Anfangszustände einfach als Thatsache hinzunehmen, geht doch wohl nicht an; denn es handelt sich ja nicht um eine bestimmte, nur einmal vorhandene Variable, wie z. B. die Excentricität der Erdbahn, die jetzt gerade auf noch sehr lange Zeit im Abnehmen begriffen ist, sondern um die Entropie *jedes beliebigen* Systemes, solange es der Einwirkung äusserer Kräfte entzogen ist. Woher kommt es also, dass in einem solchen System immer nur *Zunahme* der Entropie, *Ausgleichung* der Temperatur- und Concentrationsunterschiede, niemals aber von selbst das Gegentheil eintritt? Und welches Recht haben wir, dieselbe Erscheinung auch wenigstens für die nächste Zukunft zu erwarten? Darauf muss durchaus eine befriedigende Antwort gegeben werden, wenn von einer wirklichen mechanischen Analogie zum zweiten Hauptsatze die Rede sein soll.

Auch die Wahrscheinlichkeitsrechnung, richtig angewendet, kann hier, wie mir scheint, nicht helfen, weil eben jeder Zunahme eine (später irgend einmal eintretende) Abnahme entspricht und daher beide gleich wahrscheinlich, ihre Wahrscheinlichkeiten wenigstens von gleicher Ordnung sein müssten. Meines Erachtens in Uebereinstimmung mit der Poincaré'schen Definition in der angeführten Abhandlung¹⁾ kann die Wahrscheinlichkeit für das Bestehen einer bestimmten Eigenschaft des molecularen Zustandes, z. B. auch für einen bestimmten Werth der Function S , nur gemessen werden durch die „Ausdehnung“²⁾ γ des „Gebietes“ g aller möglichen Zustände, welche diese Eigenschaft besitzen, dividirt natürlich durch die Gesamtausdehnung Γ des ein für allemal gegebenen Gebietes G aller überhaupt möglichen Zustände. Da nun aber nach dem Liouville'schen Satze jede Ausdehnung γ in der Zeit unveränderlich ist, so muss auch die betreffende Eigenschaft, der betreffende Werth der Function, für jede

1) Poincaré, Act. Math. 13. p. 71. 1890.

2) Zermelo, Wied. Ann. 57. p. 487. 1896.

spätere Zeit ebenso wahrscheinlich sein wie für den Anfangszustand, den Beginn der Bewegung, sodass eine überwiegende Zu- oder Abnahme auch aus Wahrscheinlichkeitsgründen nicht zu erwarten wäre.

Hr. Boltzmann verfährt anders. Er nimmt eine Function H an, deren Curve, bezogen auf die Zeit t als Abscisse, im allgemeinen sehr nahe der t -Axe verläuft und nur selten einzelne Erhebungen, „Buckel“, besitzt, die um so seltener, um so unwahrscheinlicher sein sollen, je grösser sie sind.¹⁾ Dass er diese Beschaffenheit wirklich von seiner anders definirten Function H *nachgewiesen* habe, kann ich nicht finden, da nach meiner Auffassung Wahrscheinlichkeit und Dauer eines Zustandes nicht identisch sind; indessen Functionen von der angegebenen Eigenschaft mag es ja geben. Von dieser Function H nimmt er weiter an, dass sie anfangs einen ungewöhnlich grossen Werth H_0 besitze, also einem Buckel angehöre, und folgert daraus, dass die Curve diesen Buckel bald überschreiten und fast bis auf Null abnehmen werde, um schliesslich wieder ausserordentlich lange dicht an der Abscissenaxe zu verlaufen. Entspricht nun diesem Grenzwerte Null der Function H eine durch das Maxwell'sche Gesetz ausgedrückte Vertheilung der Geschwindigkeiten, so kann allerdings das Verhalten dieser H -Curve als Erläuterung für die wahrscheinlichkeitstheoretische Bedeutung des Vertheilungsgesetzes, die ich meinerseits aber auch gar nicht bestritten habe, aufgefasst werden. Nur einen „stationären Endzustand“ im strengen Sinne stellt das Gesetz eben nicht dar, weil sich die Curve, wenn auch nach langer Zeit, schliesslich doch wieder zu neuen Buckeln erhebt, und wenn auch Hr. Boltzmann selbst diesen Maxwell'schen Zustand nur empirisch angenähert als „Endzustand“ gelten lassen will, so schien mir doch *diese* Auffassung aus seinen früheren Schriften nicht mit hinreichender Deutlichkeit hervorzugehen.

Hier handelt es sich aber nicht um das Maxwell'sche Gesetz, sondern um die Analogie, die zwischen den Eigenschaften der H -Curve und dem zweiten Hauptsatze der Wärmetheorie bestehen soll, und diese Analogie ist es eben, die ich

1) Boltzmann, Wied. Ann. 57. p. 774. 1896.

bestreite. Es genügt doch nicht zu zeigen, dass alle Störungen *schliesslich* wieder zu einem lange dauernden Gleichgewichtszustande zurückführen, sondern es wäre nachzuweisen, dass die Veränderungen *beständig im selben Sinne*, im Sinne des Ausgleiches erfolgen, dass die Function H während beobachtbarer Zeit *immer nur* abnimmt, oder dass wenigstens geringe, praktisch unmerkbare Zunahmen durch unmittelbar folgende stärkere Abnahmen aufgehoben werden; dieser Nachweis aber lässt sich meines Erachtens für die H -Function so wenig führen wie für irgend eine andere. Offenbar kann der Anfangszustand, dessen Wahrscheinlichkeit ja nur vom Anfangswerthe H_0 abhängen soll, ebenso gut vor wie hinter dem Maximum, ebenso gut im aufsteigenden wie im absteigenden Aste gelegen sein, und im ersteren Falle müsste zunächst eine *Zunahme* erfolgen, die ebenso lange dauern könnte wie die Abnahme nachher, solange noch $H > H_0$ ist. Jeder beobachteten Abnahme $H_1 \dots H_2$ im absteigenden Aste entspräche eine gleich grosse Zunahme $H_2 \dots H_1$ im vorhergehenden aufsteigenden, mit der einen könnte der Vorgang um nichts leichter beginnen als mit der anderen. Auch wenn die Aufstiege immer in kürzerer Zeit erfolgten und daher unwahrscheinlicher wären als die Abstiege, wozu aber nach den gemachten Voraussetzungen gar kein Grund vorliegt, so würden sie doch zugleich um so *steiler* sein und dadurch, wie ich glaube, ebenso gut ins Gewicht fallen.

Hrn. Boltzmann's Meinung scheint nun freilich, wenn ich ihn richtig verstanden habe¹⁾, dahin zu gehen, dass die Anfangszustände mit erheblichen H -Werthen, sagen wir $H_0 > H'$, damit der doch einmal vorhandene Buckel nicht unnöthig gross und zugleich unnöthig unwahrscheinlich angenommen zu werden brauchte, in der Regel *Maxima* darstellen müssten, und dann allerdings würde immer nur der aufsteigende Ast beobachtet werden können. Wie ich mir das aber vorstellen soll, weiss ich nicht. Da sollen also die Schnittpunkte der Curve mit einer Parallelen zur Abscissenaxe $H = H_0$ meistens *Maxima* sein und zwar für alle beträchtlicheren Werthe $H_0 > H'$; wo bleiben dann aber die übrigen Punkte dieser Buckel ($H > H'$),

1) Boltzmann, Vorl. über Gastheorie p. 44.

welche *keine* Maxima sind? Sollten die in der That gegen die Maxima in der Minderheit sein? Es ist klar, dass die Betrachtung nur Sinn haben kann, wenn man die Maxima nicht als mathematische Punkte betrachtet, sondern ihnen eine gewisse Breite, eine gewisse Zeitdauer zugesteht. Dann müsste eben für jeden Anfangszustand der Werth der Function eine längere oder kürzere Zeit nahezu unverändert *andauern*, eine Art labilen Gleichgewichtes darstellen, während doch der *Erfahrung* zufolge, z. B. bei der Wärmeleitung, der Ausgleichungsvorgang um so *schneller* beginnt, je grösser die anfänglichen Temperaturdifferenzen sind, d. h. je weiter der Anfangszustand vom stabilen Gleichgewichte entfernt ist. Aber auch davon abgesehen, begreife ich nicht, was denn überhaupt in der ganzen Betrachtung der *Anfangszustand* ausser seiner geringen Wahrscheinlichkeit, die er doch mindestens mit den benachbarten theilt, vor den übrigen voraus haben soll. Hr. Boltzmann nimmt die ganze *H*-Curve, also wohl die sämtlichen vom System zu durchlaufenden Zustände, als *gegeben* an und fragt nun nach der Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Anfangszustandes, d. h. desjenigen in der Curve enthaltenen Zustandes, von welchem aus das System nach Ausschliessung äusserer Kräfte sich thatsächlich zu bewegen beginnt. Nun kann aber, wie die Erfahrung lehrt, auch ist hier für das Gegentheil kein Grund gegeben, durch geeignete Einwirkung *jeder beliebige* mögliche Zustand hervorgerufen und dann das System isolirt, sich selbst überlassen, d. h. aber, jeder beliebige Zustand P_0 zum Anfangszustand gemacht werden. Alsdann wird das System, solange es isolirt bleibt, alle auf P_0 *folgenden* Zustände P der Reihe nach wirklich durchlaufen, während die vorhergehenden nur mathematisch zu ergänzen blieben. Wäre nun die obige Argumentation richtig, stellten in der That die Anfangszustände meistens Maxima der *H*-Function dar, so müsste dasselbe auch von *allen übrigen* Zuständen gelten, für welche *H* über *H'* hinausgeht, da eben jeder nach Belieben zum Anfangszustand gemacht werden könnte, vor allem aber, weil der ganze Wahrscheinlichkeitsschluss auf jeden anderen Zustand mit demselben Recht wie auf den Anfangszustand anwendbar wäre. Alle diese Zustände müssten ebenfalls Maxima darstellen,

die Curve müsste von einer gewissen Höhe *ab aus lauter Maximis bestehen*, was widersinnig ist, da die Function doch keinesfalls constant sein soll. Um also auch nur ein empirisch angenähertes Analogon des Entropiesatzes zu gewinnen, genügte es keineswegs, den Anfangszustand als äusserst unwahrscheinlich vorauszusetzen, man müsste vielmehr immer noch die *neue Annahme* hinzufügen, dass im Anfange die *H-Curve* gerade ein Maximum besitze oder ein solches eben überschritten habe, d. h. aber, solange man eine solche Annahme nicht aus der *physikalischen Entstehung* des Anfangszustandes begreiflich machen kann, man müsste eben das voraussetzen, was man beweisen will; anstatt einer Erklärung wäre das ein Verzicht auf jede Erklärung.

Ich habe mich also noch keineswegs davon überzeugen können, dass Hrn. Boltzmann's Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen, auf denen „die klare Erfassung der gastheoretischen Sätze“¹⁾ beruhen soll, in der That im Stande seien, die aus dem Poincaré'schen Satze fließenden Bedenken gegen die Möglichkeit einer mechanischen Erklärung irreversibler Vorgänge zu zerstreuen, selbst wenn man auf die strenge Irreversibilität zu Gunsten einer bloß empirischen verzichtet. Ist es doch schon a priori klar, dass der Wahrscheinlichkeitsbegriff gar nichts Zeitliches enthält und daher aus ihm auch nichts auf die *Richtung*, in der die Vorgänge sich abspielen, geschlossen werden kann; vielmehr würde jede solche Herleitung sich mit genau demselben Rechte, indem man Anfangs- und Endzustand vertauscht, auch auf den *umgekehrten* Vorgang, den Verlauf in entgegengesetzter Richtung anwenden lassen. Zutreffender daher auf die vorliegende Streitfrage als das von Hrn. Boltzmann angeführte Beispiel des Würfelspielers scheint mir das folgende zu sein. Zwei Spieler, nehmen wir an, hätten die Beobachtung gemacht, dass die von ihnen benutzten Würfel aus einer bestimmten Bezugsquelle beim Beginn ihrer Benutzung immer eine bestimmte Augenzahl, sagen wir, die Eins bevorzugten, dass sie also bei den ersten 600 Würfeln nicht 100mal, sondern etwa 200mal die Eins aufzuweisen pflegten, bei den nächsten 600 aber schon weniger oft und nach

1) Boltzmann, Wied. Ann. 57. p. 778. 1896.

längerer Fortsetzung des Spieles zuletzt unter je 600 Würfeln die Eins ebenso wie jede andere Zahl durchschnittlich 100 mal. Der eine Spieler nun würde diese Erscheinung ganz in Ordnung finden, weil sich doch die Gesetze der Wahrscheinlichkeitslehre immer erst nach längerem Spiele geltend machen könnten, der andere aber erklärte: Nein! Diese Würfel müssen jedenfalls gefälscht sein, und erst bei längerer Benutzung nehmen sie durch Abschleifung oder dergleichen ihren normalen Zustand an. — Dieser letzteren Meinung wäre ich nun auch.

Ebenso wenig aber wie das allgemeine Irreversibilitäts-*princip* werden sich die einzelnen irreversiblen *Process*e selbst ohne neue physikalische Annahmen aus den mechanischen Voraussetzungen erklären lassen, wenigstens nicht in Bezug auf ihren zeitlichen Verlauf. Namentlich gilt dies auch von der Differentialgleichung der Wärmeleitung und Diffusion: $\partial u / \partial t = a^2 \partial^2 u / \partial x^2$, die ihrer Natur nach ausschliesslich nicht umkehrbare Vorgänge darstellt. Die Versuche, auch diese Differentialgleichung allein aus den mechanischen Grundgleichungen in Verbindung mit Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen abzuleiten, wie sie u. a. von Clausius, Maxwell und Boltzmann angestellt wurden, können daher nicht zum Ziele führen, weil sie Unmögliches unternehmen, und ein scheinbares Gelingen könnte nur auf Fehlschlüssen beruhen. Zu den Hauptfehlern der hierzu verwendeten Methoden scheint mir vor allem die unbeweisbare, weil unrichtige Annahme zu gehören, dass der moleculare Zustand eines Gases nach Hrn. Boltzmann's Ausdruck jedesmal ein „ungeordneter“ sei und alle möglichen Richtungen und Combinationen überall gleichmässig vertreten, wenn man über den wahren Zustand, der doch immer vom „geordneten“ Anfangszustand abhängig sein wird, nichts Bestimmtes aussagen kann. Die Wahrscheinlichkeitstheorie, meine ich, berechtigt solche Annahmen in gewissem Umfange höchstens für den *Anfangszustand*; die Wahrscheinlichkeit späterer Zustände aber und damit der Vorgänge selbst müsste immer erst durch die der zugehörigen Anfangszustände ausgedrückt werden, und erst dann liesse sich über Zulässigkeit solcher Durchschnittsannahmen entscheiden. Die

1) Boltzmann, Gastheorie. p. 21. 1896.

Schwierigkeiten, auf einem ähnlichen Wege die Untersuchungen wenigstens im wahrscheinlichkeitstheoretischen Sinne *streng* durchzuführen, mögen gewiss sehr gross sein, doch scheinen sie mir nicht durchaus unüberwindlich; jedenfalls würden sie allein die Mängel der bisherigen „statistischen Methode“ offenbar noch nicht rechtfertigen können, für principielle Fragen wie die vorliegende aber dürften meines Erachtens immer nur solche Entwicklungen in Betracht kommen, deren mathematische Berechtigung ausser Zweifel steht. Auf diese Andeutung muss ich mich vorläufig beschränken, hoffe aber, bei späterer Gelegenheit noch ausführlicher auf diese methodologischen Fragen zurückzukommen.

Aus den grossen Erfolgen der kinetischen Gastheorie in der Erklärung von *Zustandsbeziehungen* darf ihre völlige Durchführbarkeit, ihre Anwendbarkeit auch auf *zeitliche Vorgänge* nicht gefolgert werden, denn beides sind getrennte Gebiete; gibt sie uns auch auf dem einen ein in vielen Beziehungen zutreffendes und darum werthvolles Bild, so muss sie doch auf dem anderen, wo es sich vor allem um die Erklärung irreversibler Vorgänge handelt, ohne ganz neue Annahmen, das ist noch jetzt meine Ueberzeugung, nothwendig versagen.

Berlin, den 15. September 1896.

**16. Berichtigung zu meiner Abhandlung:
 „Experimentelle Untersuchungen über die Electro-
 lyse des Wassers“¹⁾; von A. P. Sokolow.**

In die Tabellen p. 218—223 dieser Abhandlung hat sich eine Reihe von Fehlern eingeschlichen; es sind deshalb diese Tabellen durch folgende zu ersetzen.

P. 218, 1. Tabelle.

Spitze a (+)	Zeit	Spitze a' (-)
+ 1,0	1 ^m	—
+ 2,0	2	—
—	3	- 2,5
—	5	- 3,0
—	35	- 5,0
—	2 ^h 22	- 6,2
+ 7,0	2 32	—
—	3 22	- 6,0
+ 8,0	3 32	—
Scheiben A = + 9,0	4 0	A' = - 8,0

P. 218, 2. Tabelle.

Spitze a (+)	Zeit	Spitze a' (-)
—	4 ^h 20 ^m	- 3,5
+ 2,0	4 35	—
—	5 0	- 1,0
+ 1,0	5 10	—

P. 219, 1. Tabelle.

Spitze a (-)	Zeit	Spitze a' (+)
- 1,0	1 ^m	—
- 2,5	3	—
—	5	+ 1,0
—	10	+ 3,0
—	15	+ 4,0
- 6,5	20	—
—	30	+ 5,5
- 7,5	3 ^h 20	—
—	3 40	+ 6,8
Scheiben: A = - 9,0	3 42	A' = + 8,0

1) Sokolow, Wied. Ann. 58. p. 209. 1896.

P. 219, 2. Tabelle.

Spitze a (-)	Zeit	Spitze a' (+)
—	4 ^b	+ 5,0
- 3,5	4 2 ^m	—
- 1,5	4 7	—
—	4 20	+ 2,3

P. 220.

Scheiben			Spitzen		
A (+)	Zeit	A' (-)	a (+)	Zeit	a' (-)
+ 11,0	25 ^{sec}	—	+ 5,0	12 ^m	—
—	1 ^m 25 ^{sec}	- 8,0	—	13	- 0,8
—	3 ^m	- 8,2	—	42	- 2,0
+ 10,5	4	—	+ 6,3	43	—
+ 10,1	10	—	+ 7,0	53	- 3,8
—	11	- 9,2	+ 7,2	3 ^h 48 ^m	- 6,8
+ 9,0	54	- 10,0	+ 7,0	5 48	- 7,1
+ 8,0	3 ^h 46	- 11,0	+ 6,5	26 ^h	- 8,1
+ 8,2	5 46	- 10,8	+ 6,3	48	- 9,2
+ 7,5	26 ^h	- 11,5			
+ 7,1	48	- 11,9			

P. 221.

Scheiben			Spitzen		
A (+)	Zeit	A' (-)	a (+)	Zeit	a' (-)
—	15 ^{sec}	- 18,0	+ 7,0	5 ^m	—
+ 21,0	1 ^m 45 ^{sec}	—	—	6	- 2,0
—	3 ^m	- 19,8	+ 15,2	36	- 6,5
+ 20,8	4	—	+ 15,0	27,5 ^h	- 21,0
+ 20,0	8	—	+ 14,8	47 ^h	- 21,6
—	9	- 20,0	+ 14,0	24 × 3 ^h	- 23,0
+ 19,0	34	- 21,2	+ 13,9	24 × 4	- 22,5
+ 15,2	27,5 ^h	- 25,0	+ 13,0	24 × 5	- 24,0
+ 14,8	47 ^h	- 25,4	+ 11,6	24 × 7	- 26,0
+ 14,0	24 × 3 ^h	- 26,2			
+ 13,9	24 × 4	- 26,3			
+ 13,0	24 × 5	- 27,2			
+ 11,6	24 × 7	- 28,6			

P. 223, 1. Tabelle.

In dieser Tabelle müssen nur die sechs ersten Zeilen durch folgende ersetzt werden.

Spitze a (-)	Zeit	Spitze a' (+)
+ 0,5	0 ^m	0
—	5,5	+ 1,2
0	7	—
- 1,2	17,5	—
—	19	+ 2,3
- 2,0	43	+ 3,0
		51 [*]

P. 223, 2. Tabelle.

Spitze a (-)	Zeit	Spitze a' (+)
—	1 ^m	+ 7,0
- 8,8	2	—
- 7,0	6	—
—	8	+ 6,0
- 6,3	12	—
—	16	+ 5,0
- 3,2	52	+ 3,2
+ 0,2	24 ^b	+ 0,2
0	2 × 24 ^b	0

Ausserdem sind noch folgende Errata zu berichtigen:

p. 209, Z. 19 v. o., statt

$$R_0 \cdot \frac{\alpha_0}{2\alpha_h + \alpha_0} \log_e \frac{p_e}{p_h} \text{ lies: } R_0 \cdot \frac{\alpha_0}{2\alpha_h + \alpha_0} \log_e \frac{p_0}{p_a};$$

p. 210 in der Formel (2) ersetze man E und E_0 bez. durch A und A_0 ;

p. 214, Z. 14 v. o., statt 1 Volt lies: 1,5 Volt;

p. 242, Z. 7 v. u., statt $q = 2,27 \cdot 10^{-20} \text{ g/cm}^3$ lies:

$$q = 2,27 \cdot 10^{-21} \text{ g/cm}^3;$$

p. 242, Z. 5 v. u., statt $q = 5,4 \cdot 10^{-16} \text{ g/cm}^3$ lies:

$$q = 5,4 \cdot 10^{-46} \text{ g/cm}^3;$$

p. 246, Z. 21 v. o. in dem Absatz: „Nach zwei Tagen jedoch . . .“, muss noch der Satz eingeschoben werden: „bei Wiederholung des Versuches mit der blanken Platte . . .“;

p. 248, Z. 9 v. o., statt $q = 2,27 \cdot 10^{-20} \text{ g/cm}^3$ lies:

$$q = 2,27 \cdot 10^{-21} \text{ g/cm}^3.$$

Moskau, 11. September 1896.

Berichtigungen.

Bd. 57. (H. Haga)

p. 390 Fig. 1 steht umgekehrt.

p. 393, Z. 18 v. o. muss es statt „Pfeiler fest unter dem Fussboden“ heissen: „einziger Pfeiler fast unter dem ganzen Fussboden.“

Bd. 59. (R. W. Wood)

p. 251, Z. 6 v. o. ist hinter dem Worte „deutlich“ „Fig. 1“ einzuschalten.

Namenregister zum Jahrgang 1896.

A.

- Abt, A., Magnetisches Verhalten des Pyrrhotits 57, 139.
 Arendt, Th., Wasserdampfgehalt der Atmosphäre 58, 171.
 Arons, L., Electricischer Lichtbogen 57, 185. — Polarisationserscheinungen an dünnen Metallmembranen 57, 201. — Lichtbogen zwischen Quecksilberelectroden, Amalgamen und Legirungen 58, 73. — Polarisationserscheinungen an dünnen Metallmembranen 58, 680.
 Aschkinass, E., Widerstandsänderung durch electriche Bestrahlung 57, 408.
 Auerbach, F., Härtescala in absolutem Maasse 58, 357. — Elasticitätsmoduln 58, 58, 381.

B.

- Beck, P., Magnetismus 57, 464. — Magnetisch weiche und harte Körper 59, 84.
 Berichtigungen 59, 804.
 Biernacki, V., Aluminiumamalgam 59, 664.
 Blümcke, A., Electriche Schwingungen bei Tesla'schen Versuchen 58, 405.
 Boltzmann, L., Energetik 57, 39. — Entgegnung gegen Hrn. E. Zermelo 57, 773. — Zur Energetik 58, 595.
 Braun, F., Orientirte electriche Oberflächenleitung 59, 673. — Continuirlicher Uebergang einer electriche Eigenschaft in der Grenzschicht von festen und flüssigen Körpern 59, 682. — Leitung electriche Luft 59, 688. — Magnetischer Strom 59, 693.
 Brion, G., Uebergang der Kohle aus dem nichtleitenden in den leitenden Zustand 59, 715.
 Bucherer, A. H., Wirkung des Magnetismus auf die electromotorische Kraft 58, 564. — Nachtrag: Wirkung des Magnetismus auf die electromotorische Kraft 59, 735.

Busch, A., Oscillatorische Condensatorentladungen 59 595.

C.

- Christiansen, C., Ursprung der Berührungselectricität 57, 682.
 Cohn, E., und P. Zeeman, Ausbreitung electriche Wellen im Wasser 57, 15.
 Cole, A. D., Electriche Brechungsexponent und Reflexionsvermögen von Wasser und Alkohol 57, 290.
 Des Coudres, Th., Colley'sche Gravitationselemente 57, 232.

D.

- Dieterici, C., Specifische Wärme des Wassers und Temperatur 57, 333.
 Domalip, K., und F. Koláček, Electriche Resonanz 57, 731.
 Donath, Br., Absorptionsspectra fluorescirender Substanzen und ätherischer Oele 58, 609.
 Drude, P., Dielectriche Widerstand 57, 223. — Anomale electriche Dispersion von Flüssigkeiten 58, 1. — Electriche Brechungsexponent von Wasser und wässrigen Lösungen 59, 17.
 Duane, W., Dämpfende Wirkung des magnetischen Feldes auf rotirende Isolatoren 58, 517.

E.

- Ebeling, A., und E. Schmidt, Magnetische Ungleichmässigkeit und Ausglühen von Eisen und Stahl 58, 330.
 Ebeling, A., Magnetische Homogenität von Eisen- und Stahlstäben mittels Leitungsfähigkeit 58, 342.
 Elster, J., und H. Geitel, Zerstreuung positiver Electricität durch Licht 57, 24. — Licht und Form der Entladung einer Influenzmaschine 57, 401. — Lichtelectriche Nachwirkung der Kathodenstrahlen 59, 487.
 v. Eötvös, R., Gravitation und Erdmagnetismus 59, 354.

Eschenhagen, M., Erdmagnetische Elemente zu Potsdam für 1895 58, 775.

F.

Fomm, L., Wellenlänge der Röntgenstrahlen 59, 350.

Fromme, C., Aenderung der electrischen Leitfähigkeit durch electrische Einflüsse 58, 96.

G.

Geitel, H., s. Elster.

v. Geitler, J., Schwingungsvorgang in complicirten Erregern Hertz'scher Wellen. II. Mittheilung 57, 412.

Glan, P., Elastische Körper und Licht 57, 112, 604; 59, 155, 401.

— Licht 58, 131. — Photographie in naturähnlichen Farben 58, 402.

Goldhammer, D. A., Natur der X-Strahlen 57, 635.

Grottrian, O., Eisenkugel im homogenen Magnetfelde 57, 751.

H.

Haga, H., Rowland'sches Concavgitter 57, 389.

Hagenbach, A., Thermolemente aus Amalgamen und Electrolyten 58, 21.

v. Hefner-Altenneck, F., Apparat für kleine Luftdruckschwankungen (Variometer) 57, 468.

Helm, G., Energetik 57, 646.

Hermann, L., Einfluss der Phasen auf die Klangfarbe 58, 391.

Heydweiller, A., Innere Reibung von Flüssigkeiten oberhalb ihres Siedepunktes 59, 193. — Verwendung des Telephons zur Bestimmung von Dielectricitätsconstanten 57, 694.

Hildebrand, R., Trennung von Wechselstromentladungen eines Inductoriums in einer Vacuumröhre 59, 273.

Holborn, L., u. W. Wien, Messung tiefer Temperaturen 59, 213.

Holtz, W., Analogon zu den Röntgen'schen Strahlungsversuchen 57, 462.

J.

Jaeger, W., u. R. Wachsmuth, Cadmium-Normalelement 59, 575.

Jaumann, G., Longitudinales Licht 57, 147. — Electrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen 59, 252.

Johannesson, P., Resonanz 59, 180.

Jones, E. T., Magnetische Tragkraft 57, 258.

K.

Kahle, K., Helmholtz'sches absolutes Electrodynamometer und Anwendung zur Messung der Spannung des Clark-Elementes 59, 532.

Kawalki, W., Diffusionsfähigkeit und Anfangsconcentration bei verdünnten Lösungen 59, 637.

Kellner, C., Absorption von Säure und Alkali aus Lösungen durch Platinmohr 57, 79.

Ketteler, E., Röntgen'sche X-Strahlen 58, 410.

Klemenčič, L., Energieverbrauch bei der Magnetisirung durch oscillatorische Condensatorentladungen 58, 249. — Gegenseitiger Einfluss zweier Funkenstrecken 59, 63.

König, R., Wellensirene 57, 339. — Phasendifferenz der harmonischen Töne und Klangfarbe 57, 555.

Kohlrausch, F., Widerstandsmessungen von Electrolyten mit Wechselströmen durch das Dynamometer 58, 514.

Kohn, A., Magnetisch weiche und harte Körper 58, 527.

Koláček, F., Electricische Oscillationen in einer Kugel 58, 271. — s. Domalip.

L.

v. Lang, V., Widerstandsänderung des Contactes zweier Leiter durch electriche Bestrahlung 57, 34. — Interferenzversuch mit electricischen Wellen 57, 430. — Symmetrieverhältnisse der Krystalle 58, 716.

Lebedew, P., Betrieb der Inductoren und Stimmgabeln von Gleichstromcentralen 58, 408. — Ponderomotorische Wirkung der Wellen auf ruhende Resonatoren. II. Hydrodynamische Oscillationsresonatoren 59, 116.

Leick, W., Verhalten galvanischer Eisen-, Nickel- und Cobaltnieder- schläge 58, 691. — Magnetisches Verhalten galvanischer Nieder- schläge 59, 750.

Linde, C., Niedrigste Temperaturen. Gasverflüssigung 57, 328.

Loomis, E. H., Gefrierpunkt ver- dünnter wässriger Lösungen 57, 495. — Gefrierpunkt verdünnter Lösungen 57, 521.

Luggin, H., Polarisation dünner Metallmembranen 57, 700.

M.

Mauritius, R., Röntgenstrahlen 59, 346.

Mebius, C. A., Polarisationserschei- nungen in Vacuumröhren 59, 695.

Meyer, G. S., Einfluss von Zug- und Druckkräften auf die thermo- electricischen und magnetischen Eigenschaften der Metalle 59, 134. — Elasticitätsconstanten von reinem Nickel, Gold, Platin und Aluminium 59, 668.

Müller, O., Röntgenstrahlen 58, 771.

Müller-Erzbach, W., Fernwir- kung der Absorptionskraft und Abnahme bei zunehmender Dicke der adsorbirten Schichten 58, 736.

Muraoka, H., Johanniskäferlicht 59, 773.

Murphy, D. W., Fresnel'sche For- meln 57, 593.

N.

Nagaoka, H., Aussenwirkung gleichförmig magnetisirter Rota- tionsellipsoide 57, 275. — Ferro- magnetische Amalgame 59, 66.

Neesen, F., Hahnlose Quecksilber- luftpumpe 58, 415.

Nernst, W., Dielectricitätsconstan- ten 57, 209.

O.

Olszewski, K., Verflüssigung des Heliums 59, 184.

Ostwald, W., Energetik 58, 154.

P.

Paschen, F., Spectra fester Kör- per 58, 455.

Pflaum, H., Crookes'scher Apparat 57, 443.

Pflüger, A., Dispersion absor- birender Substanzen 58, 670. — Brechungsindices der Metalle bei verschiedenen Temperaturen 58, 493.

Planck, M., Absorption und Emis- sion electricischer Wellen durch Resonanz 57, 1. — Energetik 57, 72.

Pulfrich, C., Einfluss der Tem- peratur auf Lichtbrechung der Metalle 59, 671.

Q.

Quincke, G., Rotationen im con- stanten electricischen Felde 59, 417.

R.

Reiff, R., Magnetische Drehung der Polarisationsebene 57, 281.

Reinganum, M., Durch isotherme Destillation zu erzeugende Druck- differenzen 59, 764.

Richarz, F., Wirkung der Röntgen- strahlen auf den Dampfstrahl 59, 592.

Roever, F., Electricische Endosmose von Gerbsäurelösungen durch thierische Häute 57, 397.

Rydberg, J. R., Grundstoffe des Cleveitgases 58, 674.

S.

Schaefer, K. L., Abnahme der Schallstärke mit der Entfernung 57, 785.

Scheel, K., Reduction von Queck- silberthermometern aus verre dur und Jenaer Gläsern 58, 168.

Scheiner, J., s. J. Wilsing.

Schlump, A., Specifische Wärmen mittels des electricischen Stromes 58, 759.

Schmidt, G. C., Fluorescenz 58, 103, s. E. Wiedemann.

Schmidt, E., s. A. Ebeling.

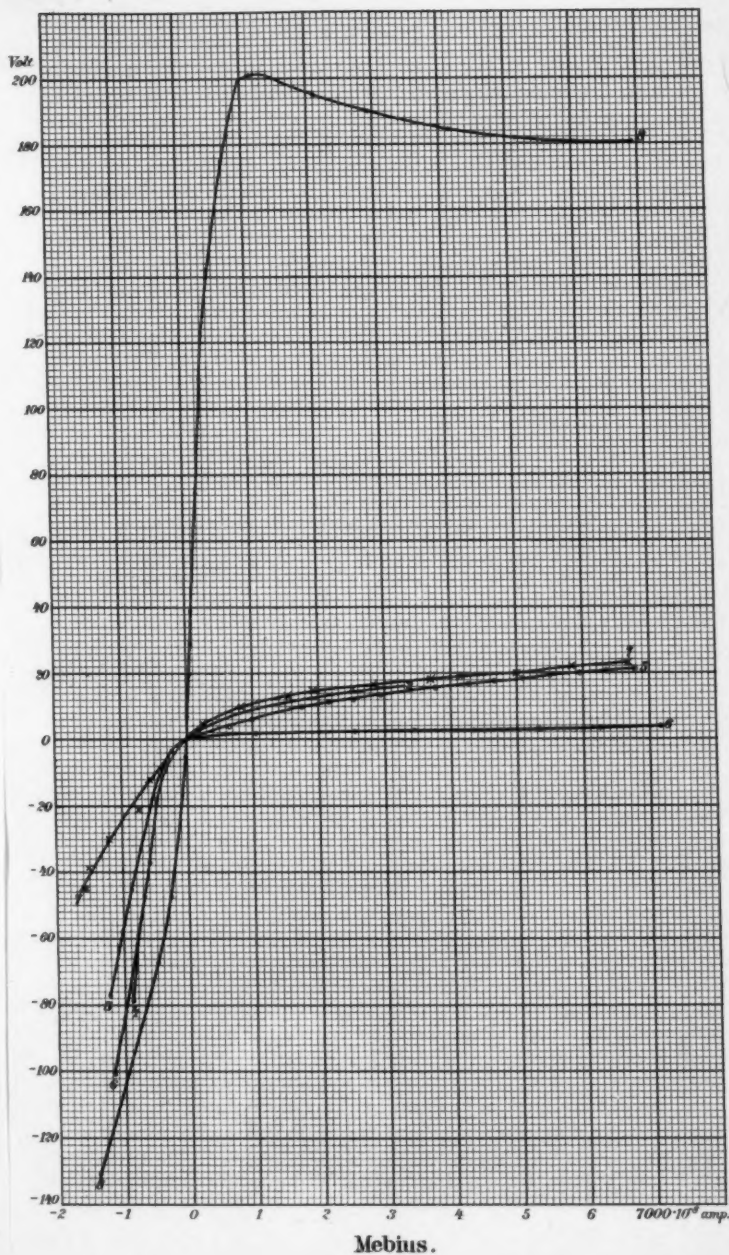
Schott, O., Electricisches Capillar- licht 59, 768.

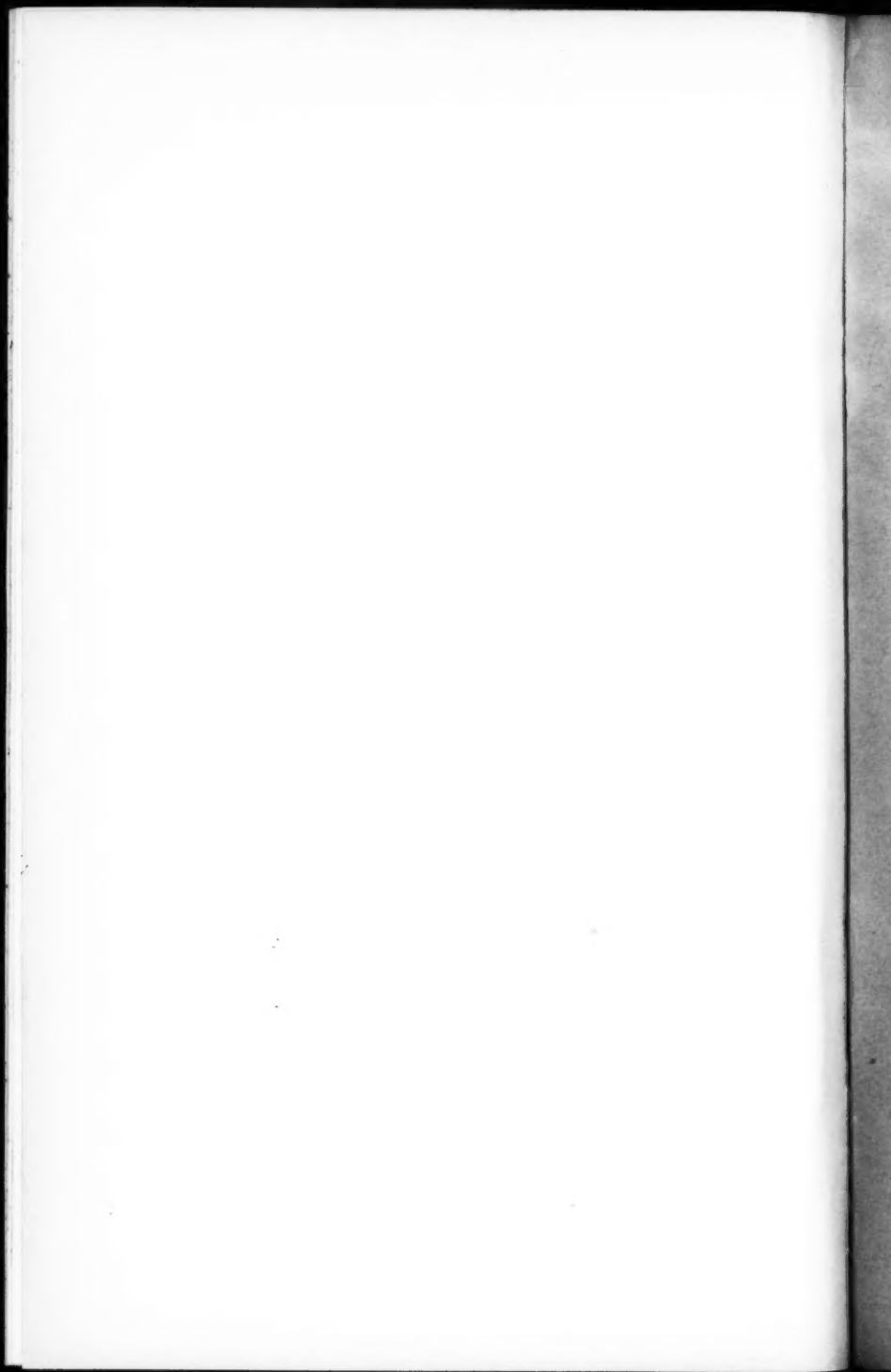
Schükarew, A., Dampfc calorimeter und Bestimmung der specifischen Wärme nach einer vergleichenden Methode 59, 229.

Schütt, F., Lippmann'sche Photo- graphien 57, 533.

Schwalbe, G., Verhalten der von electricirten Flüssigkeiten auf- steigenden Dämpfe 58, 500.

- Simon, H. Th., Photographisches Photometrirverfahren und Photometrie des ultravioletten Spectralgebietes 59, 91.
- Smale, J. F., Electrochemisches Verfahren zur Bestimmung der Dielectricitätsconstanten 57, 215.
- Sohncke, L., Polarisirte Fluoresenz 58, 417.
- Sokolow, A. P., Electrolyse des Wassers. (Erste Mittheilung) 58, 209. — Berichtigung hierzu 59, 802.
- Stern, O., Einfluss des Druckes auf die Inversionsconstante einiger Säuren 59, 652.
- Straubel, R., s. A. Winkelmann.
- Streintz, F., Polarisation und Widerstand einer galvanischen Zelle 57, 711.
- Stumpf, C., Obertöne 57, 660.
- T.**
- Toepler, M., Gas- und Dampfdichtenbestimmung mittels der Drucklibelle 57, 311. — Barometrische Temperaturmessung 57, 324. — Windwogen 57, 472. — Gasdiffusion 58, 599.
- V.**
- Veillon, H., Magnetisirung des Stahles durch oscillatorische Entladung 58, 311.
- W.**
- Wachsmuth, R., s. W. Jaeger.
- Waggner, W. J., Messung von Flammentemperaturen durch Thermoelemente 58, 579.
- Walter, B., Brechungsexponenten des festen Fuchsins 57, 394.
- Warburg, E., Wirkung des Lichtes auf Funkenentladung 59, 1.
- Wesendonek, K., Ursprung der Berührungselectricität 58, 411.
- Wiechert, E., Electrodynamik 59, 283.
- Wiedeburg, O., Interferentialrefractor für electrische Wellen 59, 497. — Potentialdifferenzen zwischen Metallen und Electrolyten 59, 742.
- Wiedemann, E., u. G. C. Schmidt, Fluorescenz des Natrium- und Kaliumdampfes, Bedeutung für die Astrophysik 57, 447. — Entladungserscheinungen in verdünnten Metalldämpfen 57, 454.
- Wien, M., Selbstinduction 57, 249. — Polarisation bei Wechselstrom 58, 37. — Einheitsrollen der Selbstinduction 58, 553. — Periode, für welche die Amplitude einer erzwungenen Schwingung ein Maximum wird 58, 725. — Widerstandsmessung von Electrolyten mit Wechselströmen durch das Dynamometer 59, 267.
- Wien, W., Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers 58, 662. — Wellen von sehr kleiner Höhe 58, 729. — Wirkung eines rechteckiggespannten Strombandes auf eine Spule mit kreisförmigem Querschnitt 59, 523. — Cyclonartige Bewegungsformen einer incompressibeln reibungslosen Flüssigkeit 59, 753.
- Wilsing, J., und J. Scheiner, Electrodynamische Sonnenstrahlung und Aenderung des Uebergangswiderstandes bei Berührung zweier Leiter durch electrische Bestrahlung 59, 782.
- Winkelmann, A., u. R. Straubel, Röntgen'sche X Strahlen 59, 324.
- Wittenbauer, F., Schubspannungen und spannungslose Geraden 57, 567.
- Woelfer, J., Siedepunkterhöhung von äthyl- und methylalkoholischen Salzlösungen 57, 91.
- Wood, R. W., Quecksilberluftpumpe 58, 205. — Temperatur in Geissler'schen Röhren 59, 238.
- Z.**
- Zeeman, P., s. Cohn.
- Zehnder, L., Gedächtnissregel für das electromagn. Feld 57, 459.
- Zermelo, E., Satz der Dynamik und mechanische Wärmethorie 57, 485. — Mechanische Erklärungen irreversibler Vorgänge 59, 793.
- Zoth, O., Röntgen'sche Strahlung und Durchlässigkeit der Körper dagegen 58, 344.
- Zsigmondy, R., Absorption der strahlenden Wärme durch Flüssigkeiten 57, 639.





Alfred Lorentz, Leipzig
 kauft
 Argelander, Nördlich gestirnter
 Himmel.
 Argelander, Astron. Beobachtgn.
 zu Bonn. Bd. 3—5.

Im Verlage von Oswald Nutze
 in Leipzig soeben erschienen:

**Die Doppelkraft des Lichtes
 und ihre Metamorphose.** Ein
 monistisch-antimaterialistisches
 Natursystem von **Paul Meyer.**
 Mit diversen Figuren. 18 Bgn.
 Preis brosch. 5 M., geb. 6 M.

Soeben erschienen:

POGGENDORFF's
 Biographisch-Literarisches
Handwörterbuch
 der exacten Wissenschaften.
 Bd. III. Lief. 5.

Herausgegeben von Dr. W. Fiedler und
 Prof. Dr. A. J. v. Ostlag. Preis M. 3.—.

Das Werk enthält biograph. Notizen und
 Angaben aller Arbeiten von Mathematikern,
 Astronomen, Physikern, Chemikern, Mineralogen,
 Geologen, Geographen u. s. w. aller Völker und
 Zeiten. Der III. Band umfasst die Jahre 1868
 bis 1888. Prospekte gratis durch den Verlag von
Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Brüssel 1888, Chicago 1893, Erfurt 1894:
 Vorzüglichkeitspreise und höchste Auszeichnungen.

Ephraim Greiner, Stützerbach (Thür.)

(Inhaber: Bieler, Greiner & Kühn)

Glas-Instrumenten-, Apparaten- u. Hohlglas-Fabrik.

Fabricirt und liefert aus Glas von vorzüglich chemisch-technischer
 Beschaffenheit als Specialitäten:

Apparate u. Instrumente jeder Art für Chemiker, Physiker, Aerzte, Pharma-
 ceuten, Techniker, allerlei Fabrikgebrauch, zur technischen Gasanalyse, zur Maas-
 analyse, zur Prüfung u. Untersuchung von Milch etc. — **Patent-Kühlapparate**
 nach Dr. Ferd. Evers. **Glashähne D.R.G.M.**

Neu! Gesichte chem. Messgeräthe nach Vorschrift d. K. Normal-Aich-Com.
 Gesichte Thermo-Alkoholometer nach Gewichtsprocenten u.
 Thermo-Aräometer f. Mineralöle n. specif. Gewicht, mit Aichscheiben.

Normal-Aräometer, -Milchprober, -Saccharometer, -Thermometer,
 sowie chemische Thermometer aus Jenaer Normal- und Berol-
 ischkeitsglas, mit und ohne amtlichen Prüfungscheine.

Waagen für alle spec. Flüssigkeiten der Alkoholometrie, Aräometrie,
 Saccharometrie etc.

Thermometer für alle Zwecke, Quecksilber-Barometer u. Barometer-
röhren.

Glasröhren u. -Stäbe. In der Glashütte gefertigte Hohlglasartikel.
Horn- u. Beinwaaren, Platin- u. Porzellangeräthe, Stativo u. Aus-
rüstungsartikel.

Analysen-, Brief-, Hand-, Hydrostatische, Präcisions- u. Tarirwaagen,
 sowie Gewichte, geacht u. ungeacht, bester Qualität, zu Fabrikpreisen.

Exacte **Export nach allen Ländern.** **Mässige**
Ausführung. **Kataloge auf Wunsch franco.** **Preise.**

Ein vorzügliches

Lehrbuch der Experimentalphysik

ist das soeben in 3. (Doppel-) Auflage erschienene Buch von Dr. E.
 v. Lommel, ord. Prof. der Physik an der Universität München. Der
 Umstand, dass 1893 die 1., 1895 die 2. und 1896 die 3. Auflage erschien,
 spricht wohl am besten für die Güte desselben. Der Preis für das
 568 Seiten starke, mit 430 Abbildungen und einer Spectraltafel ge-
 schmückte Buch ist denkbar billig: M. 6.40, geb. M. 7.20.

Leipzig.

Johann Ambrosius Barth.

Vierspuliges astatisches Spiegelgalvanometer,

construirt von

Dr. du Bois und Dr. Rubens.

Spiegelgalvanometer nach d'Arsonval.

Funkeninductoren

zu Röntgen'schen Versuchen.

Compensationsapparate mit Clarke's Normalelement,
Rheostaten, Vorschaltwiderstände, physikalische Apparate,
Elemente und Tauchbatterien.

Keiser & Schmidt,

Berlin N., Johannisstrasse 20.

Wissenschaftliche und technische Instrumente
für
elektrische und magnetische Messungen
liefern

Hartmann & Braun, Frankfurt a. M.

Die Firma unterhält ein mit allen modernen Hilfsmitteln
reich ausgestattetes, unter wissenschaftlicher Leitung stehendes
Laboratorium.

Der 10 Bogen starke Katalog in 3 Ausgaben — deutsch, englisch,
französisch — mit 200 Abbildungen und Beschreibungen, enthält ins-
besondere:

Galvanometer

verschiedener Gattung, mit Angaben über Empfindlichkeit,
alle Arten von

Widerstands-Messinstrumenten, Normalien

nach Modellen der Physikal.-Techn. Reichsanstalt,
sämmliche von **Fr. Kohlrausch** konstruirten Apparate,
neues Instrumentarium für Schulzwecke,
Ampère- u. Voltmeter, Wattmeter, Coulombmeter
für Gleich- und Wechselstrom.



E. Leitz, Wetzlar.

Filialen: Berlin N.W. u. New York 411 W. 59. Str.

Mikroskope

Mikrotome, Lupen-Mikroskope und
mikrophotogr. Apparate.

Ueber 40000 Leitz-Mikroskope im Gebrauch.

Kataloge in deutscher, englischer und französischer
Sprache kostenfrei.

R. Fuess

mechanisch-optische Werkstätten.

Steglitz bei Berlin.

== *Cataloge und Beschreibungen gratis.* ==

Abth. I. Optische Instrumente und Hilfsutensilien etc., wie: Spectrometer, Totalreflectometer, Goniometer verschiedenster Art, Heliostaten, Kathetometer, Sphärometer, Polarisations- und Axenwinkelapparate, Mikroskope für physikalische und mineralogische Untersuchungen, Herstellung von Dünnschliffen, Krystallpräparaten, Prismen, Linsen etc., Schleif- und Schneidemaschinen und alle übrigen Utensilien zur Anfertigung von Schliffen; **Projectionsapparate** für objective Darstellung aller im Unterrichtsgebiet der **Physik, Chemie, Mineralogie, Krystallographie** u. a. wissenschaftl. Disciplinen vorkommenden Objecten und Erscheinungen (sehr vollständiger neuer Catalog). **Vergrößerungs- und mikrophotographische Apparate.**

Abth. II. Sämmtliche Instrumente für Meteorologie etc.: Stations-, Reise-, Laboratoriums- und Schiffbarometer; registrirende Barometer; Thermometer für chemisch-physikalische und technische Zwecke, registrirende Thermometer; **Anemometer** für die Controlle der Ventilation in Gebäuden und Bergwerken; Wind- und Regenmesser, einfach und registrirend.

Abth. III. Apparate für Hydrotechnik etc.

Physikalische Apparate,

Funkeninductoren

für Röntgen's und Tesla's Versuche.

Elektrische Messapparate, Widerstände etc.

in bester Ausführung unter Garantie der Genauigkeit.

== *Preislisten kostenlos.* ==

Meiser & Mertig, Dresden-N.A.

Physikalische Apparate. Funkeninduktorien

neuester bester Konstruktion.

Sammlungen zur
Durchleuchtung und zum Photographieren
mit Röntgenstrahlen.

Apparate nach Tesla ohne Oelisolation.

Ferdinand Ernecke,

Mechanische Werkstätten mit Elektromotorenbetrieb.

BERLIN S.W. 46, Königgrätzerstr. 112.

== Prospekte für Röntgen-Apparate gratis und franko. ==

Preislisten über physikal. Apparate und elektrische
Messinstrumente gratis u. franko.

Ia. Chlormagnesium

geschmolzen und krystallisiert

liefert als Specialität

„CONCORDIA“, chemische Fabrik auf Action,

Leopoldshall bei Stassfurt,

für Spinnereien, Webereien, Appretur-Anstalten, Färbereien,
Brauereien und Eis-Fabriken als Kälte übertragende Flüssigkeit
(Ersatz für Chlorcalcium), zur Darstellung von Magnesia-Steinen und
-Fliesen etc. etc.

== Muster und Preise stehen zu Diensten. ==

Linear- und Flächen-Bolometer

nach Lummer-Kurlbaum.

Platinblech zu den Gittern 1/1000 mm.

== Preislisten kostenlos. ==

Paul Görs,

Berlin SW. 47, Hagelsbergerstr. 5.

Lichtelektrische Apparate

nach Elster und Geitel — Apparate für Tesla's Versuche mit
Hochfrequenzstrom-Vacuumröhren nach Geissler, Hittorf, Crookes,
Lecher. Apparate nach Lenard und Röntgen.

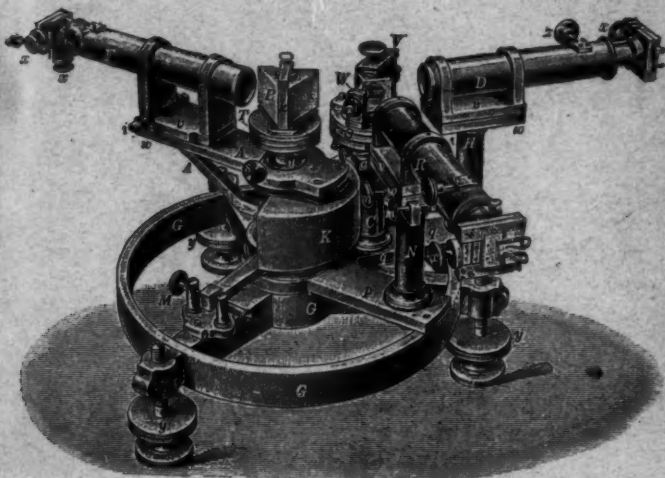
Louis Müller-Unkel, Braunschweig

(Inhaber: L. Müller-Unkel u. R. Müller-Unkel)

Franz Schmidt & Haensch.

Werkstätten für Präcisions-Mechanik und Optik,
Berlin S., Stallschreiberstr. No. 4.

(Telegramm-Adr.: Optiker Berlin. — Fernsprechanchluss: Amt IV, No. 315.)



Polarisations-Apparate für wissenschaftlichen Gebrauch nach
Landolt-Lippich, Laurent, Wild etc. (Neu: Halbschatten-
Apparat mit dreithelligem Gesichtsfelde, D. R.-P.
No. 82523.)

Spectral-Apparate.

Spectrometer in verschiedenen Constructionen.

Spectrophotometer nach *von Vierordt, Glan, König* und *Lummer-Brodhun* (siehe Abbildung).

Photometer nach *Weber* und *Lummer-Brodhun*.

Projections-Apparate für electrisches und Zirconlicht.

Photographische Vergrößerungs-Apparate.

Apparate zur Microphotographie opaker Gegenstände.

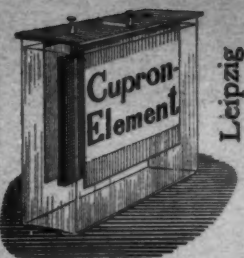
Optische Bänke zur objectiven Darstellung der Polarisation, Spectro-
scopie und Microscopie.

Ablesefernrohre, Ablesemicroscope.

== Neue Constructionen für wissenschaftlichen Gebrauch nach Angabe bzw. Zeichnung
worden correct und prompt ausgeführt. ==

Prospecte gratis und franco.

Umbreit & Matthes



Cupron-Element.

Regenerirbares Kupferoxyd-Alkali-Zink-Element.

Vorzüglich geeignet zu elektrochem. Analyse. Vollständiger Ersatz für kleine Akkumulatoren.

Ausführliche Brochüre gratis.

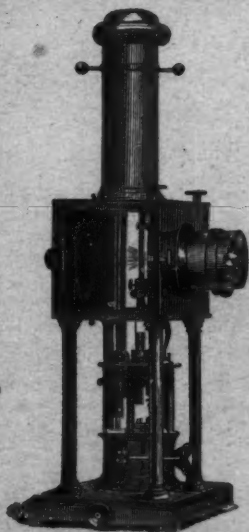
1a. Referenzen von Hochschulen und Instituten.

Umbreit & Matthes, Leipzig 24, Entritzscherstr. 11.

Apparate

zur objectiven Darstellung der Spectral- und Polarisations-Erscheinungen, mikroskopischer Vergrößerungen photographischer und gemalter Bilder von wissenschaftlichen Gegenständen, von Gegenständen u. s. w.

Optisches Institut von



A. Krüss in Hamburg.

Glasphotogramme.

Protecurante auf portofreie Anforderungen gratis.

Optisches Institut
von A. Krüss in Hamburg.

Warner & Pfleiderer, Cannstatt (Wttbg.)

Berlin, Wien, Paris, London.



„Universal“.

Knet- und Misch-Maschinen,
Walzwerke, Pressen,
Pillenmaschinen, Siebwerke,
Trockeneinrichtungen
für die
gesamte Chemische Industrie,
besonders für

Farben,	Isolirmasse,
Kitte,	Kunststein,
Fette, Seifen,	Salben,
Düngmittel,	Linoleum,
Gummi,	Schiesspulver,
electr. Kohle,	Zündmassen.

Max Kohl, Chemnitz i. S.,

Werkstätte für Präzisionsmechanik,

fertigt als Spezial' etc.

Grosse Funken-Induktoren

in höchster Vollkommenheit und gegen Durchschlagen gesichert, von 100—1000 mm Schlagweite, mit Platin- und Quecksilber-Unterbrecher.

Neuheit: Rotirender Quecksilber-Unterbrecher für grössere Induktoren.

Dieser Apparat funktionirt vorzüglich und arbeitet ohne Spritzen. Er eignet sich speziell für Röntgen-Aufnahmen sowie Durchleuchtungen, seine Schnelligkeit ist in weiten Grenzen regulirbar.

Neue, vorzügliche Röntgen-Röhren.

Praktische Stative für dieselben, mit schwerem Eisenfuss und langer isolirender Klemme, gestattend, die Röhre jedem Körpertheil beliebig zu nähern.

Kryptoaskope in verbesserter, sehr bequemer Anordnung.

Alle Apparate für Versuche mit Strömen hoher Wechselzahl.

Projektionsapparate für Bogenlicht, Kalklicht oder Zirkonbeleuchtung, mit angesetzter optischer Bank.

Durch einfache, aber vortheilhafte Anordnung ist es möglich, einen derartigen Apparat mit guter Optik schon zu sehr mässigem Preise zu liefern.

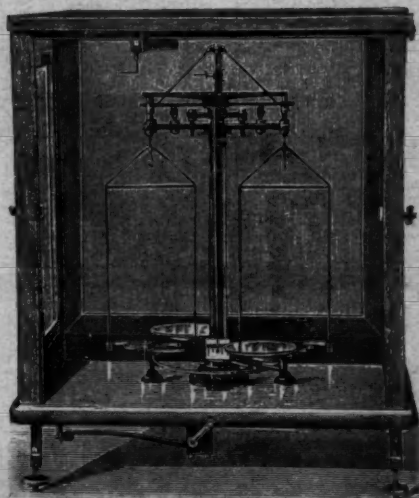
Vollständige Einrichtungen von physikalischen und chemischen Auditorien in gediegener, zweckmässiger Ausführung. Referenzen von Universitäten, technischen Hochschulen, Gymnasien, Realgymnasien etc. stehen zu Diensten. Bis jetzt sind 104 Einrichtungen geliefert worden.

Spezial-Listen auf Wunsch.

Werkstatt für Praecisionswaagen von Paul Bunge

Hamburg, Ottostr. 13.

Physikalische und analytische Waagen mit und ohne Ablesevorrichtung. Gewichte aus Argentinum, Kupfer, verplatinirtem Messing, Bergkrystall, Platin-Iridium mit grösster Genauigkeit unter sich und mit den Normalen klimmend.



Neuheit! Physikalische Waage mit Vorrichtung zur Veränderung der Waagehebel bei geschlossenem Gehäuse mit Handtrieb- und Observationsvorrichtung auf 5 Meter, zur Vergleichung von Gewichten, bis 1 Kg. Tragfähigkeit.

Analytische Waage mit Vorrichtung beim Aufstellen der Waageobjecte das Gewicht derselben sofort in Gramm abzulesen. — Cataloge gratis und franco.

E. Leybolds Nachfolger, Cöln,

Mechanische Werkstätten.

Demonstrations-Apparate für Vorlesungen

über

Experimental-Physik.

Specialität:

Grössere Funkeninductoren eigener Construction,

vorzüglich geeignet für

Röntgen- und Tesla-Versuche.

**Illustrierter Catalog über neuere Apparate nach Röntgen,
Hertz und Tesla nebst grossen Original-Photographien
18 x 24 auf Verlangen.**

Mit zwei Beilagen von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

22-10

